

Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg  
Astronomisches Institut der Universität  
Erlangen – Nürnberg

---

# ANALYSE ENGER DOPPELSTERNSYSTEME

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen – Nürnberg

zur Erlangung  
des Doktorgrades

vorgelegt von  
Gudrun Wolfschmidt  
aus  
Nürnberg

1981 № 99

1900



Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg  
Astronomisches Institut der Universität  
Erlangen – Nürnberg

---

# ANALYSE ENGER DOPPELSTERNSYSTEME

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen – Nürnberg

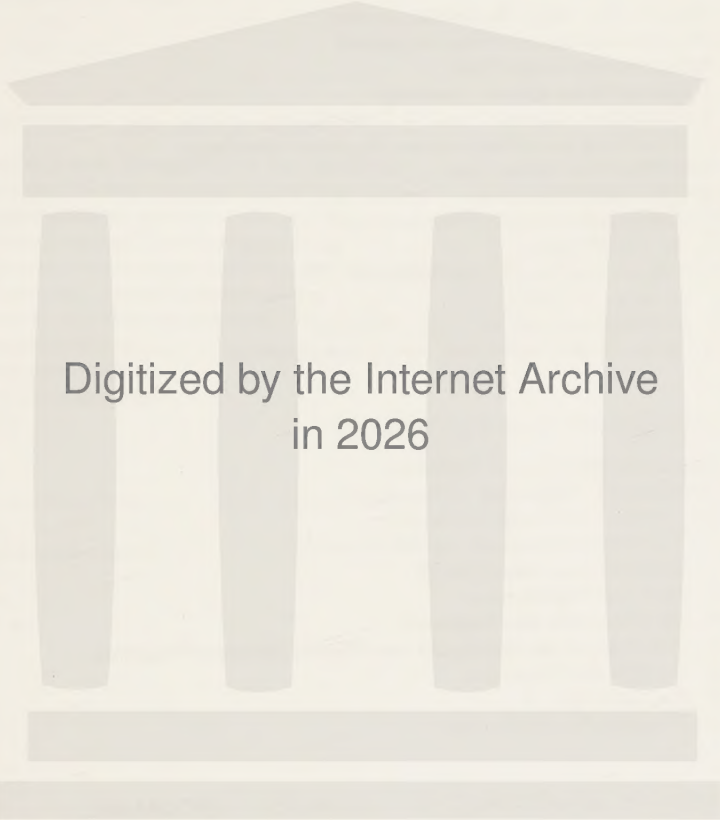
zur Erlangung  
des Doktorgrades

vorgelegt von  
Gudrun Wolfschmidt  
aus  
Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Universität Erlangen-Nürnberg



|                                         |                          |
|-----------------------------------------|--------------------------|
| Tag der mündlichen Prüfung :            | 21.11.1980               |
| Vorsitzender der Promotionskommission : | Professor Dr. H. Wegener |
| Erstberichterstatter :                  | Professor Dr. J. Rahe    |
| Zweitberichterstatter :                 | Professor Dr. I. Bues    |



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

# INHALTSVERZEICHNIS

## Vorwort

|      |                                                             |    |
|------|-------------------------------------------------------------|----|
| A.   | ENGE DOPPELSTERNSYSTEME                                     |    |
| I.   | Klassifikation enger Doppelsternsysteme                     | 6  |
| II.  | Periodenänderung und Massenaustausch                        | 10 |
| III. | Halbgetrennte Systeme (sd)                                  | 10 |
|      | 1. Eigenschaften von sd - Systemen                          | 10 |
|      | 2. "Undersize subgiants" und R CMa-Sterne                   | 10 |
|      | 3. Entstehung von halbgetrennten Doppelsternsystemen        | 11 |
| IV.  | Kontaktsysteme frühen Typs                                  | 13 |
| V.   | W UMa- Kontaktsysteme                                       | 14 |
|      | 1. Eigenschaften von W UMa-Systemen                         | 14 |
|      | 2. A- und W-Typen                                           | 15 |
|      | 3. Die Struktur von W UMa-Systemen                          | 17 |
|      | a) Lucy - Modell                                            | 17 |
|      | b) Modifikationen des Lucy - Modells                        | 18 |
|      | 4. Ursprung und Entwicklung von Kontaktsystemen             | 23 |
| B.   | AUSWERTUNG VON LICHTKURVEN                                  | 25 |
| I.   | Klassische Modelle und Methoden                             | 25 |
| II.  | Synthetische Lichtkurven - Programme                        | 26 |
| III. | Das Wilson - Devinney - Programm                            | 28 |
|      | 1. Programmbeschreibung von DCMP und LC                     | 28 |
|      | 2. Parameter und Lösungsmodi                                | 28 |
|      | 3. Wahl der Eingabedaten                                    | 30 |
|      | 4. Funktionsweise des Programms                             | 31 |
|      | 5. Probleme bei der Lösung mit dem Wilson-Devinney-Programm | 32 |
|      | 6. Vorteile des Programms                                   | 33 |
|      | 7. Ausgabedaten                                             | 33 |
|      | 8. Theoretische Lichtkurven                                 | 34 |
| C.   | ANALYSE MIT DEM WILSON - DEVINNEY - PROGRAMM                | 38 |
| I.   | Systeme mit $\beta$ Lyrae - Lichtkurven                     | 39 |
|      | 1. RS Ind                                                   | 39 |
|      | 2. CX Vir = BV 508                                          | 46 |
|      | 3. PX Car = BV 646                                          | 53 |
| II.  | W UMa - Kontaktsysteme : A - Typen                          | 62 |
|      | 1. TY Men = BV 457                                          | 62 |
|      | 2. UZ Oct = BV 421                                          | 71 |
|      | 3. AD Phe = BV 1260                                         | 79 |
| III. | W UMa - Kontaktsysteme : W - Typen                          | 87 |
|      | 1. AC Boo = BV 45                                           | 87 |
|      | 2. TZ Boo                                                   | 95 |

|                                                                          |         |
|--------------------------------------------------------------------------|---------|
| D.    UNTERSUCHUNG DER PERIODE                                           | 102     |
| I.    Kontaktsysteme frühen Typs                                         | 103     |
| SV Cen                                                                   | 103     |
| II.    RS CVn - Systeme                                                  | 106     |
| SZ PSC                                                                   | 106     |
| III.    Halbgetrennte Systeme                                            | 110     |
| 1. U Cep                                                                 | 110     |
| 2. V 367 Cyg                                                             | 114     |
| E.    DISKUSSION DER ERGEBNISSE                                          | 117     |
| I.    Vergleichende Übersicht über die Ergebnisse                        | 118     |
| II.    Tiefe der Minima und theoretische Lichtkurven                     | 122     |
| III.    Zusammenhänge zwischen Periode, Massenverhältnis und Spektraltyp | 125     |
| IV.    Bahnneigung und Grad der Bedeckung                                | 129     |
| V.    Temperaturunterschiede zwischen den Komponenten                    | 132     |
| VI.    Albedo und Gravitationsverdunklung                                | 135     |
| VII.    Leuchtkraft - Massenverhältnis - Diagramm                        | 139     |
| VIII.    Randverdunklung                                                 | 142     |
| IX.    Grad des Kontakts                                                 | 144     |
| X.    Entwicklungszustand                                                | 150     |
| <br>Zusammenfassung    und    Ausblick                                   | <br>152 |
| Literaturverzeichnis                                                     | 154     |



## VORWORT

Enge Doppelsternsysteme sind ein wichtiges Mittel, um theoretische Vorstellungen über den Sternaufbau zu testen; nur hier bekommen wir absolute Massen, Radien, das heißt Dichten der Sternmaterie, falls Lichtkurven und Spektren gleichzeitig vorliegen. Bei Einzelsternen haben wir nur Informationen aus dem Spektrum, zum Beispiel über Temperatur, chemische Zusammensetzung, Aufbau der Sternatmosphäre oder vielleicht Magnetfelder.

In dieser Arbeit wird im ersten Teil ein Überblick über die Literatur gegeben; die verschiedenen Doppelsternsysteme — halbgetrennte Systeme, Kontaktssysteme frühen Typs und W UMa-Systeme — werden vorgestellt und deren Eigenschaften, Struktur und Entwicklung diskutiert.

Im nächsten Abschnitt werden verschiedene Methoden der Analyse, insbesondere synthetische Lichtkurvenprogramme, einander gegenübergestellt. Anschließend werden die Lichtkurven einiger spezieller Systeme ausgewertet und mit dem Wilson-Devinney-Programm analysiert, nach Typen klassifiziert und physikalische Parameter abgeleitet. Zusätzlich wird die Periode einzelner Systeme auf Veränderlichkeit hin untersucht.

Im letzten Teil sollen die Ergebnisse diskutiert und mit Werten aus der Literatur verglichen werden. Dabei wird auf die Unterschiede zwischen den halbgetrennten und Kontaktssystemen eingegangen. Außerdem werden die Charakteristika der A- und W- Typen der W UMa-Systeme herausgearbeitet.

## A. ENGE DOPPELSTERNSYSTEME

### I. KLASSIFIKATION ENGER DOPPELSTERNSYSTEME

Enge Doppelsternsysteme (Close Binary Systems, CBS, nach Kopal 1959) lassen sich nach der Lichtkurve in drei Gruppen einteilen :

EA-(Algol-) Systeme haben jeweils zwischen den Minima in der Lichtkurve eine Phase konstanter Helligkeit; das heißt ein flaches Maximum.

Perioden  $P > 0.4$  Tage ; Spektraltyp B8 - M1 .

EB- ( $\beta$  Lyrae-) Systeme sind charakterisiert durch konvexe Maxima in der Lichtkurve, bei denen Anfang und Ende der Bedeckungen nicht mehr ablesbar sind. Außerdem sind die Minima verschieden tief (Beispiel einer Lichtkurve Abbildung 2).

Perioden  $P > 0.4$  Tage ; Spektraltyp B8 - G3 .

EW- (W UMa-) Systeme ähneln bezüglich der Lichtkurve dem vorherigen Typ mit dem Unterschied, daß die Minima gleich tief sind (Beispiel einer Lichtkurve Abbildung 34).

Perioden  $0.2 < P \leq 1.0$  ; Spektraltyp F0 - K0 .

Diese Klassifikation nach der Lichtkurve ist historisch begründet und hat keine physikalische Basis, ähnlich wie die Einteilung der engen Doppelsternsysteme in Bedeckungsveränderliche (Lichtkurve) und in spektroskopische Doppelsterne (Radialgeschwindigkeitskurve), die nur auf verschiedenen Beobachtungsmethoden beruht und ihre Ursache in der zufälligen Orientierung der Bahnen im Raum hat.

Eine erste Klassifizierung auf physikalischer Grundlage stammt von Kopal (1959). Unter Voraussetzung des Roche-Modells (Plavec und Kratochvil, 1964) konnte Kopal nach dem Grad des Kontakts folgende drei Systeme unterscheiden :

getrennte Systeme (detached, d), (siehe Abbildung 54)

halbgetrennte Systeme (semi-detached, sd), (siehe Abbildung 6)

Kontaktsysteme (contact, c), (siehe Abbildung 32).

Man darf aber nicht diese Aneinanderreihung der Systeme als Entwicklungsweg interpretieren. Zwar können sich aus getrennten die halbgetrennten Systeme entwickeln, aber von da führt der Weg nicht zu den Kontaktsystemen.

Bei den getrennten Systemen sind beide Komponenten deutlich kleiner als ihre Roche-Volumina (Gravitationspotential  $\Omega_1 > \Omega_i$ ,  $\Omega_2 > \Omega_i$  mit  $\Omega_i$  = kritisches Gravitationspotential oder inneres Roche-Kontaktpotential, wo sich gerade die anziehenden Kräfte beider Komponenten und die Zentrifugalkraft des Systems die Waage halten). Für diese d-Systeme gibt es eine Masse-Leuchtkraft- und eine Masse-Radius-Beziehung für jede der beiden Komponenten :

$$\begin{aligned} M > 2M_\odot : \lg M &= 0.45 - 0.143 M_V = 1.57 \lg R - 0.15 \\ M < 2M_\odot : \lg M &= 0.42 - 0.086 M_V = 1.02 \lg R \end{aligned} \quad (1)$$

mit  $M$  = Masse,  $R$  = Radius,  $M_V$  = absolute Helligkeit

Bei den getrennten Systemen ist die Primärkomponente (die heißere) daher auch die größere und massereichere, die im Hauptminimum (Transit) bedeckt ist.

Ein halbgetrenntes System besteht aus einer massereicheren Primärkomponente, die kleiner als das Roche-Volumen ist, und aus einem Unterriesen als Sekundärkomponente, der sein Roche-Volumen gerade füllt. Das Hauptminimum kann durch Transit oder durch Okkultation hervorgerufen werden.

Schließlich füllen bei Kontaktsystemen beide Komponenten ihr Roche-Volumen aus oder überschreiten es sogar ( $\Omega_{1,2} \leq \Omega_i$ ) und sind daher in physikalischem Kontakt, wie zum Beispiel der Prototyp W UMa. Das Hauptminimum kann durch Transit oder durch Okkultation erfolgen.

## II. PERIODENÄNDERUNG UND MASSENAUSTAUSCH

Viele enge Doppelsternsysteme weisen Periodenänderungen auf. Bei flüchtiger Betrachtung wird diese Periodenänderung im (O-C)-Diagramm als eine nach oben oder unten geöffnete Parabel sichtbar, je nachdem ob die Periode zu- oder abnimmt. (O-C) bedeutet dabei beobachteter minus berechneter Zeitpunkt des Eintritts ins Helligkeitsminimum. Diese Minima können visuell, photographisch oder photoelektrisch gefunden werden. Obwohl natürlich letztere Methode am genauesten ist, sollte man nicht die Helligkeitsmessung auf Photoplatten vernachlässigen, weil man dadurch einen Zeitraum von etwa achtzig Jahren überdecken kann bei Kombination der Photoplatten von Harvard, Sonneberg und Bamberg. Photoelektrische Messungen liegen für einen Stern höchstens aus den letzten zehn bis zwanzig Jahren vor.

Die Periodenänderung läßt sich in manchen Fällen als Massenaustausch zwischen den Komponenten interpretieren (Herczeg 1969, Herczeg et al. 1973, Paczynski 1971), und zwar fließt die Masse bei (langsamer) Periodenzunahme (nukleare Zeitskala) — dies ist der häufigere Fall — von der massenärmeren zur massereichen Komponente, bei (rascher) Periodenabnahme (Kelvin-Zeitskala) umgekehrt. Der Massenfluß läßt sich — bei Annahme der Erhaltung von Gesamtmasse und Drehimpuls — nach folgenden Formeln berechnen:

$$\frac{dM}{dt} = \left( \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right) M_{\text{ges}} \frac{\mu(1-\mu)}{3(2\mu-1)} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{M_r}{M_1 + M_2} \quad (2)$$

PLAVEC 1968

wobei  $M_r$  = Masse des Sterns,  
der die Masse erhält

$$\frac{dM_h}{dt} = - \left( \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right) \frac{1}{3} \left( \frac{M_h M_c}{M_c - M_h} \right) \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M_h = \text{Masse des heißeren Sterns} \\ M_c = \text{Masse des kühleren Sterns} \end{array} \quad (3)$$

BIERMANN und HALL 1973

$$\frac{dM}{dt} = \left( \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right) \frac{M_2}{3(q-1)} \quad \text{mit} \quad q = \frac{M_2}{M_1} < 1 \quad (4)$$

WILSON und STARR 1976

Typische Werte für Massenaustausch sind  $\frac{dM}{dt} = 10^{-8} M_{\odot} / \text{Jahr}$ . Eine besonders große Periodenänderung (20 sec/Jahr) erhält man zum Beispiel für  $\beta$  Lyr (Drechsel et al. 1977).

Ein großes Problem dabei ist, daß man nicht weiß, ob die Voraussetzung der Erhaltung von Gesamtmasse und Drehimpuls erfüllt ist oder das System Masse verliert.

Außerdem bemerkt man bei genauerer Betrachtung der (O-C)-Diagramme, daß der Verlauf nicht kontinuierlich ist, sondern daß Sprünge auftreten, die auf plötzliche Periodenänderungen hinweisen (Kreiner, 1977). Früher wurde dies häufig durch Gasströme im System erklärt; aber es ist wahrscheinlicher, daß ein nicht kontinuierlich, sondern ein in Pulsen verlaufender Massenaustausch die Ursache ist (Van 't Veer 1977, Herczeg 1979). Havnes (1980) schlägt als Erklärung noch die Wechselwirkung mit einer dritten Komponente vor, die sich in einer sehr exzentrischen Bahn mit kleiner Periastronentfernung bewegt und Massen von nur einigen  $0.1 M_{\odot}$  besitzt. Eine andere Möglichkeit bei W UMa-Systemen ist die Annahme dunkler Flecken auf der Oberfläche der Primärkomponenten, die wie bei der Sonne von schwachen Magnetfeldern verursacht werden (Mullan, 1975). Auch Hall (1980) versucht, plötzliche Periodenänderungen als magnetische Aktivitäten zu deuten. Man kann darauf hinweisen, daß die Phasen konstanter Periode etwa fünf bis zehn Jahre betragen, was ungefähr dem magnetischen Sonnenzyklus entspricht.

Massenaustausch ist ein wichtiger Faktor in der Entwicklung enger Doppelsystems. Außer der Periodenänderung gibt es noch weitere Indikatoren für Massenaustausch, nämlich Emissionslinien im Spektrum, Lichtkurvenstörungen durch Absorption und Streuung durch Gasströme und auch Polarisationsmessungen, UV- und IR-Beobachtungen. Durch letztgenannte Methoden können Informationen über Lokalisierung, Größe, Dichte und Temperatur von Staub und Gas im System gewonnen werden.

### III. HALBGETRENNTE SYSTEME

#### 1. Eigenschaften von halbgetrennten Systemen

Die halbgetrennten Systeme sind gekennzeichnet durch eine Primärkomponente (die massereichere), die deutlich kleiner als ihr Roche-Volumen ist und einen normalen Hauptreihenstern darstellt (häufig ist es auch die heißere Komponente), und durch eine Sekundärkomponente, einen Unterriesen, der sein Roche-Volumen exakt füllt ( $\Omega_1 > \Omega_2$ ;  $\Omega_2 = \Omega_1$ ). Er gehorcht nicht der Masse-Leuchtkraft-Beziehung (1), sondern ist überleuchtkräftig für seine Masse. Prototyp für diese Gruppe ist Algol. Das Hauptminimum stellt häufig eine Okkultation dar.

Sinvhal et al. (1978) fanden für halbgetrennte Systeme eine Perioden-Massenverhältnis-Relation (Abbildung 64), unterschiedlich für Systeme mit einem Massenverhältnis  $q$  kleiner beziehungsweise größer als 0.3 :

$$\begin{aligned} \text{für } q \geq 0.3 : \quad q &= 0.64 - 0.079 P [d] \\ \text{für } q < 0.3 : \quad q &= 0.29 - 0.028 P [d] \end{aligned} \quad (5)$$

Charakterisiert sind die Systeme durch Lichtkurven vom Typ Algol oder vom Typ  $\beta$  Lyrae. Die Perioden liegen etwa bei  $P \geq 0.4$  bis zu einigen Tagen. In Kopals Liste (1959) sind 29 spektroskopische Doppelsterne aufgeführt: Bei zehn Systemen sind beide Komponenten im Spektrum sichtbar, beim Rest nur eine Komponente.

#### 2. "Undersize subgiants" und R CMa-Sterne

Bei der Untersuchung der spektroskopischen Doppelsterne mit nur einer im Spektrum sichtbaren Komponente fand Kopal (1959), abgesehen von den "normalen" halbgetrennten Systemen, eine Gruppe, bei der die Annahme einer ausgedehnten Sekundärkomponente (Roche-Volumen füllend) zu äußerst kleinen Massenverhältnissen und zu einer Primärkomponente führt, die für ihre Leuchtkraft eine zu große Masse besitzt. Vergrößert man künstlich das Massenverhältnis  $q = M_2 / M_1$  so weit, bis die Primärkomponente ein Hauptreihenstern wird, dann füllt die Sekundärkomponente bei weitem nicht mehr ihr Roche-Volumen. Diese Sterne wurden als "undersize subgiants" bezeichnet. Bei einer Überprüfung von 25 Systemen mit diesen Eigenschaften stellte Hall (1974) fest, daß die Zusammenfassung in einer speziellen Untergruppe der halbgetrennten Systeme nicht notwendig ist: Diese Systeme erschienen nur als Zwischenstück zwischen halbgetrennten (sd) und getrennten (d) Systemen und wurden deshalb als sd-d bezeichnet, weil die Lösungen der Radialgeschwindigkeitskurven durch Gasströme stark gestört sind und man daher unsichere, insbesondere zu kleine Werte für den Radius des Unterriesen erhält. Zusätzlich fand Hall, daß viele heißere Primärkomponenten über der Hauptreihe liegen und der Leuchtkraftklasse III bis IV angehören.

Auf ganz andere Art und Weise, nämlich durch Strömngren uvby - Photometrie, fand auch Barnes (1974), daß die Primärkomponenten nicht Hauptreihensterne sind, sondern meistens ein bis zwei Leuchtkraftklassen heller. Zusätzlich äußerte auch er die Vermutung, daß die Anzahl der "undersize subgiants" wesentlich kleiner ist, als ursprünglich angenommen.

In der Liste der "undersize subgiants" von Kopal (1959) sind 18 Systeme aufgeführt, einige weitere kamen noch später hinzu; in den letzten drei Jahren erschien eine Vielzahl von Artikeln (Cester et al. 1977, Cester et al. 1978, Giuricin et al. 1979, Cester et al. 1979b, Mezzetti et al. 1980a und b, Mardirossian 1980a und b). Damit haben sich alle sd-d -Systeme als "normale" halbgetrennte Systeme erwiesen.

Genauso erging es den acht R CMa-Systemen (Kopal 1959), die dadurch charakterisiert waren — im Gegensatz zur vorherigen Gruppe —, daß beide Komponenten überleuchtkräftig waren und daß selbst für einen Minimalwert des Massenverhältnisses die Masse der Primärkomponente für ihre Leuchtkraft noch zu klein war. Kopal wählte so die maximal möglichen Massen, die die Sterne besitzen können, ohne daß die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen überschreitet; trotzdem blieben beide Komponenten überleuchtkräftig. Auch diese Systeme wurden erneut analysiert (Cester et al. 1979a, Hall et al. 1979); dabei konnte auch diese Gruppe aufgelöst werden; die meisten R CMa-Systeme werden nun als halbgetrennte, wenige auch als getrennte Systeme angesehen.

### 3. Entstehung von halbgetrennten Doppelsternsystemen

Es stellt sich die Frage, wie ein halbgetrenntes Doppelsternsystem entstehen kann. Kippenhahn und Weigert (1967) berechneten den Entwicklungsweg eines getrennten Systems mit  $9M_{\odot}$  und  $5M_{\odot}$  auf der Grundlage des Roche-Modells und unter Annahme der Erhaltung von Gesamtmasse und Drehimpuls des Systems. Daraus folgt, daß für den Abstand der Sternzentren  $a$  und das Massenverhältnis  $q = M_2 / M_1 < 1$  die Beziehung gilt:

$$\frac{\sqrt{a} \cdot q}{(1+q)^2} = \text{const.} \quad (6)$$

Bei Massenfluß von Primär- zu Sekundärkomponente wird  $q$  größer; der Abstand  $a$  erreicht für  $q = 1$  sein Minimum.

Nun lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

Fall A: Der massereichere Stern erreicht noch während des zentralen Wasserstoffbrennens das kritische Volumen. Da mit wachsendem Abstand der Komponenten das Roche-Volumen proportional zu  $a^3$  zunimmt, wird dieser Fall hauptsächlich bei engen Doppelsternsystemen vorkommen. Wenn nun der  $9M_{\odot}$ -Stern nach  $1.25 \times 10^7$  Jahren das Roche-Volumen ausfüllt, hat er etwa die Hälfte seines zentralen Wasserstoffvorrates verbraucht. Da er sich nun nicht weiter ausdehnen kann, beginnt ein rascher Massenfluß vom massereicheren zum masseärmeren Stern, wobei das Massenverhältnis größer, der Abstand  $a$  und auch das Roche-Volumen kleiner wird.

Diese Phase dauert nur  $6 \times 10^4$  Jahre (Helmholtz-Kelvin-Zeitskala des erst massereicheren Sterns). Danach haben sich die Rollen von Primär- und Sekundärkomponente vertauscht :

Der anfänglich massereichere hat nur noch  $3.7M_{\odot}$  und füllt sein Roche-Volumen gerade aus; er ist 1.8 mal leuchtkräftiger, als man nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung erwarten würde. Das Ergebnis ist also ein halbgetrenntes System mit einem nun massereicheren (unentwickelten) Hauptreihenstern (von  $10.3M_{\odot}$ ) und einem entwickelten masseärmeren Stern, der sein kritisches Volumen gerade füllt. In diesem Zustand bleibt das System etwa weitere  $10^7$  Jahre (nukleare Zeitskala) : Der masseärmere verbraucht seinen restlichen zentralen Wasserstoff, expandiert dabei weiter und gibt noch eine halbe Sonnenmasse an den nunmehr massereicheren ab in einer Phase langsamen Massenaustausches. In diesem Zustand sind Entdeckungschance und Beobachtungsmöglichkeit sehr groß.

Fall B : Hier erreicht der Primärstern das kritische Volumen erst nach Beendigung des zentralen Wasserstoffbrennens während der Expansion der Außenschichten (und Kontraktion des Zentralgebietes zum Beginn des zentralen Heliumbrennens). Auch hier gibt es eine rasche Massenverlustphase, in der die gesamte wasserstoffreiche Hülle abgestoßen wird. Das Endstadium tritt ein, wenn die anfängliche Primärkomponente weniger als  $3M_{\odot}$  hat; es ist ein getrenntes System mit einem Heliumstern als Sekundärkomponente. Bei mehr als  $3M_{\odot}$  zündet das Heliumbrennen.

Giannone et al. (1975) berechneten Modelle für halbgetrennte Systeme. Sie fanden, daß Doppelsterne, die sich nach Fall A entwickeln, leichter als solche von Fall B entdeckt werden können.

Mit Fall A ist erklärt, wie ein halbgetrenntes System entstehen kann, bei dem die masseärmere Komponente das Roche-Volumen gerade ausfüllt. Es erhebt sich die Frage, ob es auch möglich ist, daß die massereichere Komponente das Roche-Volumen füllt. Diese Konfiguration ist instabil und deshalb kurzlebig. Ein Massenfluß würde stattfinden innerhalb einer Helmholtz-Kelvin-Zeitskala (von einigen  $10^5$  Jahren) und wird erst aufhören, wenn die Masse verlierende Komponente wieder thermisches Gleichgewicht erreicht hat (Paczynski 1971). Am Ende wäre das ursprüngliche Massenverhältnis umgekehrt. Diese Systeme, bei denen die massereichere Komponente Masse verliert, werden sehr selten sein. Bei den Kontaktsystemen ist es die kleine Gruppe der "early-type" Systeme.

#### IV. KONTAKTSYSTEME FRÜHEN TYPIS ("EARLY-TYPE")

Eine wichtige Gruppe von Kontaktsystemen neben den W UMa-Systemen bilden die frühen Typen ("early-type-contact", ETC). Hierbei handelt es sich um Kontaktsysteme mit früheren Spektraltypen (O, B, A) als bei W UMa-Systemen (A bis K), und dies hat zur Folge, daß die gemeinsame Hülle für die beiden Sterne voll radiativ statt konvektiv ist.

Bis vor wenigen Jahren war man davon überzeugt, daß diese Systeme äußerst selten seien, auch weil Kuiper (1941) gezeigt hatte, daß es Alter-Null-Kontaktsysteme nicht geben könne. Lucy (1968 a) bestätigte dies nochmals für den Energietransport durch Strahlung, schlug aber ein Modell für den konvektiven Fall vor, das später noch diskutiert wird. Es gibt allerdings ein paar Ausnahmefälle, unter denen solche Kontaktsysteme frühen Typs existieren können:

1. falls das Massenverhältnis  $q = 1$  beträgt.
2. falls es sich um entwickelte, also nicht um Hauptreihensterne handelt.
3. falls eine Nicht-Gleichgewichtskonfiguration vorliegt, für die man einen sehr schnellen Massenaustausch (Kelvin-Zeitskala) erwarten kann.

Im ganzen kennt man bisher etwa zwanzig dieser Systeme. Einige Beispiele für ETC-Systeme sind: UW CMa, AO Cas, SV Cen, BH Cen, V 729 Cyg, V 1010 Oph, AU Pup, V 701 Sco, TU Mus, BV 845.

Die wichtigsten Literaturhinweise und Bahnelemente für diese Systeme finden sich bei: Leung 1977, Wilson und Leung 1977, Leung und Darland 1978, Schneider und Leung 1978 a, b, c, Drechsel 1978, Anderson et al. 1980.

Enge Doppelsternsysteme frühen Typs weisen häufig eine  $\beta$  Lyrae-Lichtkurve auf; daraus läßt sich nicht ohne weiteres feststellen, ob es sich um ein halbgetrenntes oder ein Kontaktsystem handelt.

Bei Kontaktsystemen frühen Typs findet man für den "fill-out-parameter"  $f$  häufig den Wert  $0 \leq f \leq 0.5$  wie bei W UMa-Systemen, aber auch  $0.5 < f \leq 1$ . Letzteres bedeutet, daß die gemeinsame Hülle des Systems nahe der äußeren Kontaktfläche liegt.

Leung (1980) ermittelte für ein paar der Systeme absolute Dimensionen und trug  $\lg R/R_0$  gegen  $\lg M/M_0$  auf. Dabei bemerkte er, daß nur die zwei Systeme BH Cen und V 701 Sco — es sind genau die, die ein Massenverhältnis  $q \approx 1$  haben — auf der ZAMS-Reihe liegen, das heißt vom Alter Null sind, wie es Lucy (1968a) vorgeschlagen hat. Weiter meint Leung, daß die anderen Systeme entwickelt sind, und zwar die, die zwischen der ZAMS- und der TAMS-Reihe liegen nach Fall A des Massenaustausches, die Systeme jenseits der TAMS-Reihe nach Fall B.

## V. W UMa- KONTAKTSYSTEME

### 1. Eigenschaften von W UMa-Systemen

- a) Die Perioden liegen etwa im Bereich von 0.2 bis 1.0 Tagen (größte Periode  $P = 1.15$  Tage bei UZ Oct).
- b) Die Lichtkurve ist sinusförmig, weist eine kontinuierliche Lichtänderung auf; das heißt Anfang und Ende der Bedeckung sind aus der Lichtkurve nicht ablesbar, da der Bedeckung ein starker Orientierungslichtwechsel überlagert ist.
- c) Die Lichtkurven weisen oft Asymmetrien auf, die zum Teil veränderlich mit der Zeit sind. Zum Beispiel trifft man häufig verschieden hohe Maxima an ( $0.^m1$ ), oder der An- beziehungsweise Abstieg vom beziehungsweise ins Minimum ist unterschiedlich.
- d) Eine charakteristische Eigenschaft der W UMa-Systeme ist die nahezu gleiche Tiefe der Minima (Unterschied zwischen den Minimumstiefen nur  $0.^m1$  (Eggen 1967) bis maximal  $0.^m2$ , wobei die mittlere Amplitude  $0.^m75$  ist, während die maximale Amplitude  $0.^m94$  beziehungsweise  $1.^m24$  (Lucy 1968b) beträgt, je nachdem ob innerer oder äußerer Kontakt vorliegt.
- e) Bei den Spektren der W UMa-Systeme sind die Linien wegen schneller Rotation der Komponenten verbreitert; zusätzlich zum großen Helligkeitsunterschied der Komponenten erschwert das die Trennung. Außerdem sind viele Linien durch Gasströme gestört, daher von asymmetrischen Profil.
- f) Späte Spektraltypen (für beide Komponenten) von A8 (oder F0) bis K0 werden bevorzugt.
- g) Die Primärkomponente ist unterleuchtkräftig um  $0.^m5$ . Die Sekundärkomponente ist überleuchtkräftig um etwa  $2.^m0$ . Die masseärmere Komponente zeigt starke Abweichungen von der Masse-Leuchtkraft-Relation.
- h) Die nahezu gleiche Tiefe ist auf die praktisch gleichen Oberflächenhelligkeiten beziehungsweise Spektraltypen zurückzuführen, obwohl die Massen sehr verschieden sind.
- i) Für die Massenverhältnisse gilt ungefähr  $0.4 \leq q \leq 0.8$  und  $q \neq 1$ , wobei  $q < 0.5$  besonders häufig ist.
- j) Bei W UMa-Systemen wurde folgende abweichende Masse-Leuchtkraft-Relation beobachtet: (siehe Abbildung 75)
 

|                                                     |     |                            |                            |
|-----------------------------------------------------|-----|----------------------------|----------------------------|
| $\frac{L_{\text{sek}}}{L_{\text{prim}}} = q^\alpha$ | mit | $0.8 \leq \alpha \leq 1.0$ | Whelan (1972a)             |
|                                                     |     | $0.6 \leq \alpha \leq 1.6$ | Biermann und Thomas (1972) |
- k) Eggen (1961, 1967, 1978) fand eine Perioden-Farb-Beziehung für W UMa-Systeme, dazu eine Temperatur-Farbbeziehung (15).
- l) W UMa-Systeme sind nach Shapley (1948) ungefähr zwanzigmal häufiger als alle anderen Bedeckungsveränderlichen.

## 2. A- und W-Typen bei W UMa-Systemen

Binnendijk (1970) teilte die W UMa-Systeme in zwei Gruppen, die A- und W-Typen, ein, je nachdem, ob das Hauptminimum durch Transit oder durch Okkultation verursacht wird. Die beiden Typen lassen sich nur dann eindeutig unterscheiden, wenn entweder eine totale Okkultation in der Lichtkurve erkennbar ist oder wenn beide Komponenten im Spektrum sichtbar sind.

Die A-Typen haben frühere Spektraltypen, die Grenze liegt bei F8 bis G0 nach Ruciński (1974). Die (B-V)-Werte sind kleiner als 0.<sup>m</sup>59, die Temperaturen höher als 6000 K, die Massenverhältnisse kleiner als 0.54. Zwischen den Sternen besteht im allgemeinen kein Temperaturunterschied, manchmal ist der kleinere etwas kühler (50 K). Die heißere Komponente, die im Hauptminimum bedeckt wird, ist die größere und massereichere. Dieser Fall läßt sich mit dem Lucy-Modell (siehe nächster Abschnitt) gut erklären. Die beiden Komponenten stehen mehr in Kontakt als bei W-Typen (Abbildung 80). Nach Lucy (1973) sind die Lichtkurven und Perioden relativ stabil.

Die W-Typen kommen etwas häufiger vor. Hier ist die kleinere die heißere und gleichzeitig die masseärmere Komponente (Whelan 1972a). In diesem Fall handelt es sich um Systeme mit Spektraltypen später als F8, mit (B-V)-Werten größer als 0.<sup>m</sup>54; bei den Massenverhältnissen überwiegen Systeme mit  $q > 0.3$ , aber es kommen vereinzelt auch kleinere Werte vor. Es stellte sich heraus, daß die Komponenten einen Temperaturunterschied von etwa 300 K (Ruciński 1974) aufweisen können, so daß wir eine Sekundärkomponente haben, die heißer als die Primärkomponente ist. Nach Mochnacki und Whelan (1973) und Lucy (1976) weisen die W-Typen nur einen kleinen Grad von Kontakt auf, sie haben daher äußerst schmale Konvektionszonen, der Energietransport findet größtenteils in der superadiabatischen Zone statt (Whelan 1972a). Häufig treten Instabilitäten in Lichtkurven und Perioden auf, der Massenaustausch findet statt innerhalb einer Helmholtz-Kelvin-Zeitskala (etwa  $10^7$  Jahre). Nach Eaton et al. (1980) kann man W-Typ-Lichtkurven nicht mehr durch einen Temperaturunterschied erklären, auch nicht durch ein Modell großer Gravitationsverdunklung (Wilson et al. 1973) oder durch hohe Temperatur zwischen den Komponenten (Berthier 1975), sondern durch dunkle Flecken, die etwa 20% der Sternscheibe bedecken. Auch Mullan (1975) nimmt dunkle magnetische Sternflecken auf der Primärkomponente bei W-Typen als Ersatz für die heißere Sekundärkomponente an. Die Gegenwart der Sternflecken führt zu Flare-Aktivität, aber größere Flares mit Amplituden von 1.<sup>m</sup>0 kommen nur alle paar Jahre vor. Kurzzeitige Helligkeitsschwankungen von 0.<sup>m</sup>01 durch kleine Flares können die nächtlichen Abweichungen von der mittleren Lichtkurve erklären.

Tabelle 1 : Eigenschaften von A- und W-Typen

|                                  | A - Typ                    | W - Typ                         | Autor                                                   |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------------------|---------------------------------------------------------|
| Hauptminimum                     | Transit                    | Okkultation                     | Binnendijk 1970                                         |
| heißere Komponente<br>$\Delta T$ | Primärkomponente<br>0-50 K | Sekundärkomponente<br>280-350 K | Mochnecki 1972<br>Rucinski 1973/4<br>Whelan et al. 1973 |
| mittlere Periode                 | 0.5 Tage                   | 0.3 Tage                        |                                                         |
| Periodenänderung                 | nicht deutlich             | ja                              | Lucy 1973                                               |
| veränderliche Lichtkurve         | nein                       | ja                              | Lucy 1973                                               |
| Kontakt                          | ziemlich tief              | gering                          | Rucinski 1973/78                                        |
| Konvektionszone                  | tief                       | schmal                          |                                                         |
| Massenverhältnis                 | $q < 0.55$                 | $0.3 \lesssim q < 1$            |                                                         |
| Stabilität                       | ja ?                       | nein ?                          | Lucy 1973                                               |
| (B-V)                            | $\leq 0.59$                | $\geq 0.54$                     | Rucinski 1974                                           |
| Temperatur                       | $\geq 6000$ K              | $\leq 6000$ K                   | Rucinski 1978                                           |
| Spektraltyp                      | früher als F8-G0           | später als F8-G8                | Rucinski 1974                                           |

### 3. Die Struktur von W UMa-Systemen

#### a) Das LUCY-MODELL

Für Sterne späten Spektraltyps (ab ungefähr A8) wird die Konvektion wichtig. Lucy (1967) leitete für diese Systeme mit konvektiven Hüllen ab :

$$T_{\text{eff}} = g^{\beta} \quad \text{mit } \beta = 0.08. \quad (7)$$

Daraus folgt, daß die Variation der effektiven Temperatur über die Oberfläche eines Kontaktsystems bei  $\beta = 0.08$  viel geringer ist als bei Verwendung von  $\beta = 0.25$  für Energietransport durch Strahlung nach von Zeipel (1924). Daher ergibt sich, daß die Hauptursache des Lichtwechsels bei W UMa-Systemen die durch die Bahnbewegung sich ändernde, dem Beobachter zugewandte Fläche ist. Deshalb ist eine ähnliche Tiefe des Haupt- und Nebenminimums die charakteristische Eigenschaft der W UMa-Lichtkurven.

Kuiper (1941) hatte abgeleitet, daß Kontaktsysteme vom Alter Null (ZA) mit ungleichen Komponenten (d.h. mit  $q \neq 1$ ) nicht existieren können, allerdings unter der Voraussetzung  $k = q^{0.6}$ , was für Hauptreihensterne mit etwa Sonnenmasse gilt. Falls Kuipers Behauptung richtig wäre, dann gäbe es nur zwei mögliche Erklärungen für die Existenz von Kontaktsystemen mit ungleichen Komponenten: Entweder handelt es sich um entwickelte Systeme (also nicht vom Alter Null), dies trifft bei "early type"-Systemen zu, oder sie befinden sich nicht im hydrostatischen Gleichgewicht. Letzteres bildet aber die Voraussetzung für von Zeipels Gesetz. Williams und Roxburgh (1976) konnten durch Modellrechnung sogar zeigen, daß ein Kontaktsystem mit  $q = 1$  wirklich instabil ist und sich in einer dynamischen Zeitskala von einer Stunde zu einem getrennten System mit  $q = 0.8$  entwickelt.

Lucy (1968 a) stimmte zu, daß Kontaktsysteme mit radiativer gemeinsamer Hülle und Alter Null nicht existieren können. Als Ausweg aus dem "Kuiperschen Paradoxon" schlug er das Modell der gemeinsamen konvektiven Hülle (CCE) vor und zeigte, daß für Kontaktsysteme abweichend von Hauptreihensternen folgende Beziehungen zwischen Radien und Massen beziehungsweise zwischen Leuchtkräften und Massen gelten :

$$k = q^{0.46} \quad \text{und} \quad \frac{L_2}{L_1} = q^{0.92} \quad (8) \text{ und } (9)$$

Die erste Beziehung folgt direkt aus dem zugrundegelegten Roche-Modell, die zweite gilt, weil die Oberflächenhelligkeiten praktisch gleich sind. In seinem Modell ist nur ein kleiner Grad von Kontakt nötig, damit sich die adiabatischen Teile der zwei Konvektionszonen berühren. Dann haben die Konvektionszonen die gleichen Adiabatenkonstanten  $K$ , die durch folgende Gleichung bestimmt sind :

$$p = K \cdot T^{2.5} \quad \text{mit } p = \text{Gasdruck und } T = \text{Temperatur} \quad (10)$$

Die Gleichheit der Adiabatenkonstanten ändert die mittleren Radien der Komponenten so, daß eine Kontaktkonfiguration möglich wird, wenn der CNO-Zyklus in der einen, die Proton-Proton-Reaktion in der anderen Komponente überwiegt. Eine gute Bestätigung für dieses Modell ist, daß W UMa-Systeme späte Spektraltypen besitzen, wo die Konvektion auch bei Einzelsternen wichtig zu werden beginnt.

Das Modell basiert also auf folgenden Annahmen :

1. Beide Komponenten haben Alter Null.
2. Das System ist im thermischen und mechanischen Gleichgewicht.
3. Die Komponenten von W UMa-Systemen sind in Kontakt, das heißt, sie haben eine gemeinsame Hülle (Photosphäre), das ist eine der Roche-Äquipotentialflächen zwischen der inneren und der äußeren Kontaktfläche.
4. Diese gemeinsame Hülle ist konvektiv ( $\beta = 0.08$ ).
5. Innerhalb dieser Konvektionszone ist der Gradient der spezifischen Entropie vernachlässigbar klein ( $\Delta S \approx 0$ ). Diese Annahme ergibt sich durch die Berechnung der Variation der lokalen effektiven Temperatur über die gemeinsame Hülle nach dem Gravitationsverdunklungsgesetz.
6. Der Energietransport von der Primär- zur Sekundärkomponente findet im adiabatischen Teil der Konvektionszone statt.

Bei dem Vergleich des Modells mit den Beobachtungen stellte sich heraus, daß die Lichtkurven zwar sehr gut dargestellt werden, daß aber bei Betrachtung von Eggers Perioden-Farb-Beziehung keine kleinen Perioden und keine roten (B-V)-Werte und schließlich keine kleinen Massenverhältnisse im Modell enthalten sind. Ähnlich sind auch die Einwände von Mauder (1972), der die Masse der Primärkomponente mit dem Massenverhältnis verglich, und von Robinson (1972), der von der Relation zwischen  $L_2/L_1$  und dem Massenverhältnis ausging.

So wurden einzelne Annahmen des Modells in den folgenden Jahren in Frage gestellt : Haben die Komponenten Alter Null oder sind sie entwickelt ?

Ist das System im thermischen und im mechanischen Gleichgewicht ?

Ist der Energietransport konvektiv oder radiativ, und findet er in der adiabatischen oder in der superadiabatischen Zone statt ?

Sind die Adiabatenkonstanten gleich ?

Kann man eventuell die normale chemische Zusammensetzung der Sterne variieren ?

Alle diese Fragen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

#### b) Modifikationen des Lucy - Modells

1. Änderung der OPAZITÄTEN und der NUKLEAREN ENERGIEERZEUGUNGSRATEN (Lucy 1968, Moss und Whelan 1970, Whelan 1972b)  
Durch Variation der Opazität und der Raten des CNO-Zyklus lassen sich nur kleine Änderungen der Parameter von Kontaktsystemen erreichen.

2. Gleichförmige oder differentielle ROTATION (Whelan 1972b)

Während gleichförmige Rotation praktisch keinen Einfluß hat, kann starke differentielle Rotation wichtig sein, aber wahrscheinlich nicht ausreichend, um das Problem zu lösen.

3. ÜBER-KONTAKT

(Moss 1971, Whelan 1972b, Wilson 1978)

Bei Annahme von starkem Kontakt (falls die gemeinsame Hülle der äußeren Kontaktoberfläche nahe kommt) können nach Whelan etwa nur 10% kleinere Massenverhältnisse abgedeckt werden.

4. Extreme (Population I) CHEMISCHE ZUSAMMENSETZUNG ( $X \approx 0.6$ ,  $Y \approx 0.4$ ,  $Z \approx 0.04$ ) (Lucy 1968a, Moss und Whelan 1970)  
Moss und Whelan konstruierten Kontaktkonfigurationen im Gleichgewicht und vom Alter Null mit extremen chemischen Zusammensetzungen, die zwar gut zu den Lichtkurven paßten, aber die kleineren (B-V)-Werte und Perioden in Eggen's Beziehung und kleine Massenverhältnisse waren nicht überdeckt.
  
5. EC (entwickelter Kontakt) -MODELL, Nicht-ZAMS-Systeme), Modell für A-Typen (Hazlehurst 1970, Moss 1971, Wilson 1978)  
Hazlehurst schuf ein Modell mit einer entwickelten Primärkomponente und einer unentwickelten Sekundärkomponente. Entwickelte Doppelsternsysteme mit gemeinsamer konvektiver Hülle wurden auch von Moss gerechnet und passen relativ gut zu den beobachteten A-Typ-Systemen, nur die Massenverhältnisse haben nicht so kleine Werte, wie beobachtet. Wilson stellt fest, daß einige A-Typen größere als ZAMS-(Alter-Null-Hauptreihen-) Radien haben, und schlägt noch einige Verfeinerungen für dieses Modell vor, wobei er die W UMa-Systeme in zwei Unterklassen einteilt:
  - a) W-Typen als ZA-Systeme, die nicht im Gleichgewicht sind
  - b) A-Typen als Nicht-ZA-Systeme, aber im Gleichgewichtszustand.
 Gegen entwickelte W UMa-Systeme argumentierte Hazlehurst (1976) folgendermaßen:
  - a) Warum gibt es dann überhaupt so späte Spektraltypen wie K0?
  - b) Was sind die Vorläufer dieser Systeme? Es gibt nämlich keine EB-Systeme mit Perioden  $0.2 < P < 0.4$ .
  - c) Manche W UMa-Systeme gehören zu jungen offenen Sternhaufen, zum Beispiel TX Cnc in Praesepe und M67-33.
 Trotz dieser Einwände lassen sich auch Beispiele für entwickelte W UMa-Systeme anführen:  $\epsilon$  CrA (Hazlehurst (1976) und AH Cnc (Whelan et al. 1979). So wird das EC-Modell mindestens für einen Teil der W UMa-Systeme Gültigkeit haben.
  
6. UNGLEICHE ADIABATENKONSTANTEN bei den Komponenten, Modell für A-Typen (Biermann und Thomas 1972 und 1973, Yamasaki 1975a)  
Unter Beibehaltung der Voraussetzungen Alter Null und normale chemische Zusammensetzung modifizierten Biermann und Thomas (1972) das Lucy-Modell deutlich, indem sie die Gleichheit der Adiabatenkonstanten aufhoben und deren Wert aus dem Energiefluß zwischen den Komponenten bestimmten, so daß das System im Kontakt ist. Der Vorteil des Modells ist, daß der gesamte Bereich der beobachteten Perioden-Farb-Beziehung von Eggen (1967) gut dargestellt wird. Das große Problem dabei ist allerdings, daß die Farben der Komponenten sehr verschieden sind und daher die Lichtkurven von W UMa-Systemen mit ihren charakteristischen gleich tiefen Minima im Gegensatz zu dem Lucy-Modell nicht reproduziert werden können. Außerdem ergibt sich die Primärkomponente als viel heißer, was weder für A- noch für W-Typen gilt. Ein ähnliches Modell für A-Typen, ebenfalls mit ungleichen Adiabatenkonstanten und einem Energietransport in der adiabatischen Zone mit dem Grad des Kontakts als Parameter, stammt von Yamasaki. Aber auch hier ergibt sich eine sehr große Temperaturdifferenz zwischen den Komponenten.

7. SUPERADIABATISCHER ENERGIETRANSPORT, Modell für W-Typen  
(Whelan 1972a, Biermann und Thomas 1973, Moss und Whelan 1973, Moch-  
nacki und Whelan 1973)

Whelan fand Gleichgewichts-ZA-Kontaktsysteme, indem er 90% des Energie-  
transportes im superadiabatischen Teil der Konvektionszone stattfinden ließ.  
Hierdurch wird die relative Temperatur der Komponenten im entgegengesetzten  
Sinn wie bei Annahme verschiedener Entropiekonstanten geändert, so daß die  
Sekundärkomponente heißer wird in Übereinstimmung mit beobachteten W-Typen.  
Mochnacki und Whelan berechneten auf dieser Grundlage synthetische Licht-  
kurven, indem sie die Temperaturdifferenz zwischen den Komponenten in das  
Programm von Mochnacki und Doughty (1972a und b) einbauten. Sie konnten  
folgern, daß A-Typen frühe Spektraltypen, kleine Massenverhältnisse und  
einen kleineren superadiabatischen Energiefluß haben und daher die Primär-  
komponente etwas heißer sein sollte. Dies entspricht eng dem adiabatischen  
Lucy-Modell. Für W-Typen — bei gleichem Grad von Kontakt und gleicher  
chemischer Zusammensetzung — erwarten sie späte Spektraltypen mit größeren  
Massenverhältnissen und größerem superadiabatischen Energiefluß und deshalb  
einer heißeren Sekundärkomponente (etwa einige hundert Grad). Die Temperatur-  
differenz hängt also vom Grad des Kontakts, vom Spektraltyp des Systems und  
seinem Massenverhältnis ab. Sowohl Moss und Whelan als auch Biermann und  
Thomas (1973) bauten den superadiabatischen Energiefluß in das Modell von  
Biermann und Thomas (1972) ein. Hierdurch wird die Sekundärkomponente  
heißer. Die Ungleichheit der Entropie in den adiabatischen Teilen der Kon-  
vektionszone wird beibehalten. Zusätzlich wird das Mischungsweglängen-  
Verhältnis für beide Komponenten als verschieden angenommen. Damit wird  
der Stern mit dem kleineren Verhältnis der Mischungsweglänge, die Sekundär-  
komponente, kühler. Durch Kombination beider Effekte konnten ZAMS-Modelle  
konstruiert werden mit einer etwas heißeren Sekundärkomponente, entsprechend  
den W-Typen. Diese Modelle stimmen nicht nur mit den beobachteten Lichtkurven  
überein, sondern auch mit Eggens Farbbeziehung besonders im roten Bereich  
und liefern auch kleine Massenverhältnisse im Gegensatz zum klassischen  
Lucy-Modell.

8. ZIRKULATIONSMODELL

(Webbink 1977, Hazlehurst und Meyer-Hofmeister 1973, Yamasaki 1975a,  
Nariai 1976, Moses 1976)

Mehrere Autoren befaßten sich in den letzten Jahren mit Energietransport  
zwischen den Komponenten und mit Zirkulationsmodellen, die damit in Zusammen-  
hang stehen. Ein von Webbink vorgeschlagenes Modell, bei dem Strahlungs-  
transport zustande kommt durch Kopplung mit einer großen "Eddington-Sweet-  
Zirkulation" mit dynamischem Fluß im inneren Lagrangeunkt  $L_1$ , könnte den  
Temperaturreiß der Sekundärkomponente in kühleren Systemen erklären, da  
dies für die Stabilität der Konfiguration und zur Aufrechterhaltung der Zirku-  
lation in der richtigen Richtung nötig ist. Die Übereinstimmung mit dem be-  
obachteten Grad von Kontakt ist gut, und es gibt Anzeichen dafür, daß die  
W-Typen thermisch instabil sind und sich oszillierend um einen Zustand geringen  
Kontakts entwickeln, was an Lucy-B-Systeme (Modell 9) erinnert. Die Auf-  
teilung in A- und W-Typen spiegelt dabei die radiative oder konvektive Natur  
der gemeinsamen Hülle an der inneren Roche-Fläche wider.

9. TRO - THEORIE (thermal relaxation oscillation theory), LUCY-B-SYSTEME mit oszillierenden Kontaktphasen  
(Lucy 1976, Hazlehurst 1976, Flannery 1976, Robertson und Eggleton 1977, Rahunen und Vilhu 1977, Lucy und Wilson 1979a)  
Falls bei der Untersuchung der Struktur von ZA-Kontaktsystemen im mechanischen und thermischen Gleichgewicht die pp-Reaktion in beiden Komponenten überwiegt, was der Normalfall sein dürfte, dann erhält man nur dann eine Lösung, wenn  $q \neq 1$  ist oder man die Annahme gleicher Entropie fallen läßt. Diese zweite Alternative wurde im Modell 6 diskutiert. Daher verzichtete Lucy auf die Gleichgewichtsbedingung in seinem Modell. Dies wird gestützt durch Untersuchungen von Rucinski (1973 und 1974), der Instabilitäten bezüglich Periode und Lichtkurve bei W-Systemen feststellte und daher folgerte, daß diese nicht im thermischen Gleichgewicht sein können. Diese sogenannten "Lucy-B-Systeme" sind zeitweise in Kontakt, zeitweise nicht; diese "contact on" und "contact off" (halbgetrennten) Phasen wurden auf etwa  $10^7$  Jahre (thermische Zeitskala) geschätzt. Als Ursache wird Massenaustausch in abwechselnder Richtung angenommen und müßte daher mit Periodenänderung verknüpft sein.

Tabelle 2 : Charakteristik der Lucy A- und Lucy-B-Modelle (nach Hazlehurst 1976)

| LUCY - A                                                                         | LUCY - B                                                                              |
|----------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| 1. $\Delta S = 0$ (Entropie)                                                     | 1. $\Delta S = 0$                                                                     |
| 2. ZA (Alter Null)                                                               | 2. ZA                                                                                 |
| 3. thermisches Gleichgewicht                                                     | 3. kein thermisches Gleichgewicht                                                     |
| 4. Lösungen nur für $M = 2.5 M_{\odot}$                                          | 4. Lösungen für $M \neq 2.5 M_{\odot}$                                                |
| 5. keine Systeme mit Spektraltypen F5 bis K0 können konstruiert werden           | 5. Lösungen für alle relevanten Spektraltypen                                         |
| 6. g ute Lichtkurven-Charakteristik                                              | 6. Lichtkurve für "contact on"-Phase : EW<br>keine Lichtkurve für "contact off"-Phase |
| 7. schlechte Übereinstimmung mit Eggers Beziehung besonders bei kleinen Perioden | 7. gute Übereinstimmung                                                               |

Ein wichtiger Einwand von Hazlehurst (1976) gegen das Lucy-B-Modell ist, daß keine EB-Lichtkurven mit  $0.2 < P < 0.4$  beobachtet werden. Flannery (1976) und Rahunen und Vilhu (1977) bauten die Theorie weiter aus, erst dann bekam sie von Lucy und Wilson (1979a) die Bezeichnung TRO-Theorie. Robertson und Eggleton (1977) suchten das Problem zu beseitigen, daß keine  $\beta$  Lyrae-Lichtkurven mit so kurzen Perioden beobachtet werden, indem sie vorschlugen, daß das System während der Kontaktphase ein A-Typ ist und während der halbgetrennten Phase aussieht, als ob es weiter in Kontakt wäre, vielleicht sogar W-Typ-ähnlich mit einem Temperaturexzeß der Sekundärkomponente, der durch den Ansammlungsprozeß bedingt ist. Hierzu müßten allerdings A- und W-Typen den gleichen Massenverhältnissbereich überdecken, was durch die Beobachtung nicht bestätigt wird. Schließlich fanden Lucy und Wilson (1979a) Beispiele für Lucy-B-Systeme und konnten mit der TRO-Theorie die höheren Maxima nach dem Hauptminimum erklären.

#### 10. KONTAKT-ENTROPIE-DISKONTINUITÄT (DSC-Theorie)

(Shu, Lubow und Anderson 1976 und 1979, Anderson und Shu 1977 und 1978, Lubow und Shu 1977, Shu 1980)

Shu, Lubow und Anderson (1976) behalten das Lucy-Modell bei und führen eine Kontakt-Entropie-Diskontinuität ein zwischen der Roche-Grenze des kühleren Sterns und der gemeinsamen (konvektiven beziehungsweise radiativen) Hülle mit einem Massenaustausch im Punkt  $L_1$ . Auch hier stimmen Beobachtung und Theorie nicht optimal überein. Für die beiden Modelldoppelsterne erhalten Lubow und Shu (1977) sehr kleine Perioden. Anderson und Shu (1977 und 1978) verwenden diese Theorie für synthetische Lichtkurven, wobei der Unterschied zwischen A- und W-Typen durch radiative beziehungsweise konvektive Hüllen mit einer Grenze bei Spektraltyp F5 erklärt wird. Außerdem versuchen sie, um W-Typen zu erhalten, sowohl die Gravitationsverdunklung ( $G < 0.32$ ) als auch die Randverdunklung zu verkleinern ( $x \rightarrow 0$ ) und den Reflexionseffekt zu steigern ( $A \rightarrow 1$ ). Hazlehurst und Refsdal (1978) wandten gegen dieses Modell ein, daß die Temperatur-Entropie-Diskontinuität an der Roche-Grenze der Sekundärkomponente in einer kurzen Zeitskala durch Aufheizung der darunterliegenden Schichten verschwindet. Shu, Lubow und Anderson (1979) verfeinerten ihr Modell und beschrieben, wie die Diskontinuität aufrechterhalten werden kann. Sie weisen darauf hin, daß ihr Modell Alter-Null-Kontaktsysteme (ZAMS) sowohl niedriger Gesamtmasse unter Annahme konvektiver Hüllen als auch mittlerer und höherer Gesamtmasse unter Annahme radiativer Hüllen erklären kann, das heißt nicht nur auf W UMa-Systeme vom Typ A oder W anwendbar ist, sondern auch auf Kontaktsysteme frühen Typs. Trotz aller Anstrengungen und bei Annahme der Extremwerte ( $G = 0$ ,  $x = 0$ ,  $A = 1$ ) und bei Wahl einer kleineren Bahnneigung ist es noch nicht möglich, mit diesem Modell W-Typ-Lichtkurven zu erzeugen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß sich das Lucy-Modell grundsätzlich bewährt hat und die Modifikationen keinen deutlich größeren Erfolg haben. Für A-Typen sind Nr.5 (EC-Modell), Nr.8 (Zirkulationsmodell) und Nr.10 (DSC-Theorie) in Diskussion, für W-Typen Nr.7 (superadiabatischer Energietransport), Nr.9 (TRO-Theorie) und Nr.10 (DSC-Theorie). Allerdings ist bei keiner der Theorien die Übereinstimmung mit der Beobachtung optimal; überall treten noch Diskrepanzen auf; unter Umständen wird man noch weitere Modelle aufstellen müssen. Außerdem sollte man bedenken, daß eventuell noch mehr Untergruppen gebildet werden müssen: wenn man zum Beispiel mit Sicherheit einige entwickelte und in der Mehrzahl Alter-Null-Systeme kennt, kann es für beide Gruppen kein einheitliches Modell geben, und es können mehrere gleichzeitig Gültigkeit haben.

#### 4. Ursprung und Entwicklung von Kontaktsystemen

Wenn ein Stern aus dem interstellaren Medium entsteht, ist sein Weg zur Hauptreihe von einer dauernden Kontraktion, also Verkleinerung des Radius begleitet. Wenn also ein System als Kontaktsystem entsteht, ist es — auf der Hauptreihe angelangt — nicht mehr in Kontakt.

Daher schlug Huang (1966) zur Entstehung enger Doppelsternsysteme weite Sternpaare (getrennte oder halbgetrennte Doppelsternsysteme) vor, die im Laufe ihrer Entwicklung in Kontakt kommen. Webbink (1980) hält dies für unwahrscheinlich bei W UMa-Systemen, dagegen für möglich bei Kontaktsystemen frühen Typs (A oder B) oder bei solchen in alten Sternhaufen. Auch Kraft (1967) konnte zeigen, daß Massen-Transfer-Modelle, in denen die Vorgänger von W UMa-Systemen enge — aber nicht in Kontakt stehende — Doppelsterne (normale Hauptreihensterne) sind, nicht in Einklang mit relativen Sternzählungen sind.

Roxburgh (1966) führte für Sterne der Massen  $0.8 \leq M \leq 4$  die Spaltungstheorie (fission) an. Lucy (1980) erklärt den Mechanismus folgendermaßen: In der Spaltungstheorie bildet sich der Doppelstern bei einer Teilung des rotierenden Protosterns während seiner quasistatischen Kontraktionsphase in Richtung auf die Hauptreihe. Wichtig dabei ist, daß während der Teilung der Drehimpuls gerade einen kritischen Wert haben muß, der zur Herstellung der Kontaktkonfiguration ausreicht, aber nicht zur vollständigen Trennung führt. Dies ist an sich ein unwahrscheinlicher Fall, aber es ist damit möglich, Alter-Null-Kontaktsysteme (ZAC) (speziell W UMa-Systeme, Kontaktsysteme kleiner Gesamtmasse) zu erklären. Vilhu (1976) und Van't Veer (1975b) meinen, da sehr junge Sterne durch diesen Prozeß kurz vor Eintreffen auf der Hauptreihe entstehen, müßten sie häufig in jungen offenen Sternhaufen zu finden sein. Van't Veer (1975a) schätzt, daß mehr als 50 % der Kontaktsysteme durch diese Spaltung gebildet werden; nach Van't Veer (1976) ist dann die mittlere Lebensdauer etwa  $5 \times 10^7$  Jahre.

Als Alternative zur Spaltungstheorie nennt Lucy (1980) noch die Fragmentationstheorie: Hierbei entsteht der Doppelstern durch Zerschneiden eines rotierenden Protosterns in zwei oder mehr Komponenten während oder gleich nach der Phase dynamischen Kollapses. Lucys Rechnungen führen zu dem Ergebnis, daß die Spaltungstheorie eher Systeme mit kleinem Massenverhältnis  $q \approx 0.2$  entstehen läßt, während er durch Fragmentation hofft, die Systeme mit  $q$  nahe 1.0 erklären zu können.

Für Kontaktsysteme frühen Typs (Spektraltyp A bis F) kann man die Entwicklung einer oder beider Komponenten bis zur oder über die Roche-Fläche hinaus während der raschen Expansionsphase erwarten, in der das Wasserstoffschalenbrennen stattfindet und sich der Stern im HRD-Diagramm von der Hauptreihe ins Gebiet der roten Riesen bewegt (EC, entwickelter Kontakt) (Webbink 1980). Eventuell kann dieser Vorgang von Massentransfer begleitet werden.

Stellt man nun die Frage nach den Nachfolgern von Kontaktsystemen vom Typ W UMa, so schlägt Kraft (1967) vor, daß sich die W UMa-Systeme mit nuklearer Zeitskala der Primärkomponente (etwa  $1 \times 10^9$  Jahre) zu U Geminorum-Sternen (eine Untergruppe der Zwergnovae, dies wiederum eine Untergruppe der kataklysmischen Variablen) entwickeln. U Gem-Sterne sind halbgetrennte Systeme mit einem heißen Zwerg als Primärkomponente und einem kühlen Hauptreihenstern, der sein Roche-Volumen füllt, als Sekundärkomponente; die Perioden liegen bei ein bis zehn Stunden. Kraft kam zu dieser Hypothese durch die ähnlichen Gesamtmassen, Drehimpulse und Perioden für U Gem- und W UMa-Systeme, durch die gleiche räumliche Dichte-Verteilung und Bewegung und mangels einer ebenso großen Gruppe anderer nicht entwickelter kurz-periodisch Veränderlicher. Auch Warner (1974) schloß sich mit den gleichen Argumenten dieser Erklärung des Entwicklungsweges von W UMa-Systemen zu U Gem-Sternen an. Er übernahm als Lebensdauer für W UMa-Systeme von Hazlehurst et al. (1973)  $7 \times 10^7$  Jahre. Auch Shu (1980) hofft, aus seinem DSC-Modell folgern zu können, daß W UMa-Systeme kataklysmische Variable als Nachfolger haben.

Webbink (1976) dagegen meint, daß sich W UMa-Systeme in Einzelsterne weiterentwickeln werden und keine Verbindung während der Entwicklung zu den kataklysmischen Veränderlichen besteht. Auch Vilhu (1976) hält es für wahrscheinlich, daß nach  $5 \times 10^7$  Jahren ein Kontaktsystem zu einem Einzelstern geworden ist, und deutet alle oder fast alle Hauptreihensterne vom Sonnentyp für Endprodukte von Kontaktsystemen. Ritter (1976) und Webbink (1978) weisen darauf hin, daß sich die relativ massiven weißen Zwerge in Zwergnovae nur aus engen Doppelsternsystemen mit sehr großer Anfangsperiode und mit sehr großem anfänglichen Drehimpuls entwickeln können. Diese Eigenschaften erfüllen die W UMa-Systeme nicht.

Im Augenblick läßt sich schwer entscheiden, welche dieser Hypothesen die richtige ist. Problematisch ist es ohnehin, sich über die Entwicklung der W UMa-Systeme Gedanken zu machen, obwohl die Struktur dieser Systeme noch nicht endgültig geklärt ist.

## B. AUSWERTUNG VON LICHTKURVEN

### 1. KLASSISCHE MODELLE UND METHODEN

Zur Bestimmung der Bahnelemente eines Bedeckungsveränderlichen aus der beobachteten Lichtkurve sind mehrere Modelle entwickelt worden.

Eines der frühesten und gleichzeitig bis heute noch grundlegenden Modelle ist von Russell und Shapley (1912a und b) entworfen worden, das "sphärische Modell", das sich für weitgetrennte Paare mit etwa kugelförmigen Komponenten eignet.

Sobald die Sterne einander näher kommen, machen sich gegenseitige Störungen bemerkbar: Die Sterne verformen sich durch Gravitations- und Zentrifugalkräfte, und die einander zugewandten Hemisphären heizen sich gegenseitig auf (Reflexionseffekt). Das ruft für den Betrachter auf der Erde einen phasenabhängigen Orientierungslichtwechsel hervor. Hierfür wurde das "rektifizierbare Modell" (Russell und Merrill 1952) entwickelt; allerdings erfordert diese Methode zur Bestimmung der Bahnelemente einen Zwischenschritt, genannt "Rektifikation", bei dem von der Lichtkurve die Effekte gegenseitiger Beeinflussung entfernt werden und somit nur noch der Bedeckungseffekt übrigbleibt. Die aus dem Modell erhaltenen Bahnelemente werden dann zurücktransformiert. Das Problem dabei ist aber, daß bei engen Doppelsternsystemen die gegenseitige Beeinflussung in der Lichtkurve den Bedeckungseffekt oft sogar überwiegt, so daß durch den Rektifikationsprozeß auch Informationen über die Struktur des Systems mit entfernt werden. Kein Wunder also, daß bei der Lösung große Schwierigkeiten auftreten oder gar keine physikalisch sinnvolle Lösung gefunden werden kann.

Eine Alternative zur Russell-Merrill-Methode war eine Fouriertransformation der Lichtkurve (Kitamura 1965, Mauder 1966). Einen ähnlichen Weg schlug Kopal (1975) ein, der statt der Zeit die Frequenz als unabhängige Variable wählte.

Immer wieder wurden Systeme teils auf Grund der Periode oder des Spektraltyps, teils auf Grund der photometrischen Lösung nach Russell-Merrill als Kontaktsysteme klassifiziert, die sich mit den modernen Methoden synthetischer Lichtkurven-Programme als halbgetrennt oder getrennt entpuppten.

Das Problem bei der Bestimmung der Bahnelemente besteht darin, daß die Relation zwischen der beobachteten Lichtvariation des Systems und den Parametern, die die Bedeckung beschreiben, nicht nur höchst nicht-linear, sondern sogar transzendent ist; daher kommt als mathematische Lösung nur ein Approximationsverfahren in Frage. Aus diesem Grunde wurden seit etwa zehn Jahren mehrere Versuche unternommen, vorhandene Bahnelemente in einem synthetischen Lichtkurvenprogramm iterativ zu verbessern (Tabelle 3). Gerade für so enge Doppelsternsysteme, wie die W UMa-Systeme, ist diese Methode ausgezeichnet geeignet.

## II. SYNTHETISCHE LICHTKURVENPROGRAMME

Tabelle 3 : Vergleich synthetischer Lichtkurvenprogramme für Kontaktsysteme  
(nach Nagy 1977)  
(Erklärung im Text)

| Autor                     | Jahr         | Geometrie | Koordinaten | Diff.<br>Korr. | Z  | LK   | J            | G  | A          | x  | $\Delta T$ |
|---------------------------|--------------|-----------|-------------|----------------|----|------|--------------|----|------------|----|------------|
| Kopal                     | 1954         | Roche     | Polar-      | -              | -  |      |              |    | (1.)       |    |            |
| Cochran                   | 1970         | Roche     | Polar-      | -              | -  | B, M | $\pm 0.005$  | -  | 0., (1.)   | 1. | -          |
| Wood                      | 1971         | Ellipsoid | kartesische | ja             | 14 | M    | $\pm 0.0002$ | ja | (1.)       | 1. | ja         |
| Mochnecki<br>Doughty      | 1972<br>a, b | Roche     | Zylinder-   | -              | 3  | B, M | $\pm 0.001$  | -  | 0., 1.     | 2. | -          |
| Mochnecki<br>Whelan       | 1973         | Roche     | Zylinder-   | -              | 4  | B, M | $\pm 0.001$  | -  | 0., 1.     | 2. | ja         |
| Hutchings, Hill<br>Amnian | 1973<br>1976 | Roche     | Polar-      | -              | 3  | B, M | $\pm 0.008$  | -  | (1.)       |    | ja         |
| Wilson<br>Devinney        | 1973         | Roche     | Polar-      | ja             | 14 | B, M | $\pm 0.0001$ | ja | 0., (1.)   | 1. | ja         |
| Lucy                      | 1973         | Roche     | kartesische | -              | 2  | B, M | $\pm 0.001$  | -  | 0., (1.)   |    | -          |
| Ruciński                  | 1974         | Roche     | kartesische | -              | 4  | B    | $\pm 0.01$   | -  | 0., 1.     | -  | ja         |
| Berthier                  | 1975         | Roche     | kartesische | ja             | 5  | B, M | $\pm 0.0006$ | ja | 0., 1.     | 1. | ja         |
| Nagy                      | 1977         | Roche     | Zylinder-   | ja             | 5  | B, M | $\pm 0.0005$ | ja | 0., 1., 2. | 2. | -          |

### Erklärung der Tabelle :

Geometrie : Grundlage bildet das Roche-Modell oder bei Wood dreiachsige Ellipsoide

Koordinaten : Polar-, Zylinder- und rechtwinklige kartesische Koordinaten  
werden bei den verschiedenen Autoren verwendet

Diff. Korr. : Angabe, ob differentielle Korrekturen verwendet werden

Z = Anzahl der Parameter

LK = Verwendung bolometrischer oder monochromatischer Lichtkurven

J = Integrationsgenauigkeit

G = Gravitationsverdunklung als Parameter

A = Reflexionseffekt berücksichtigt : welche Ordnung ?

Ordnung in Klammern : nur näherungsweise mit einbezogen

x = Randverdunklung berücksichtigt : welche Ordnung ?

$\Delta T$  = Temperaturunterschied als Parameter

Mit Hilfe synthetischer Lichtkurvenprogramme ist es möglich geworden, das Massenverhältnis  $q$  bei Kontaktsystemen mit großer Genauigkeit photometrisch zu bestimmen, was bei getrennten Systemen, bei denen die Störung durch Gezeitenkräfte fehlt, nicht möglich ist (Leung und Schneider 1978).

Besonders gut läßt sich das Massenverhältnis ermitteln, falls ein großer Grad von Kontakt vorliegt oder die Amplitude der Lichtkurve relativ groß ist, das heißt insbesondere bei einer großen Bahnneigung. Allerdings besitzen — unabhängig von  $q$  — die beiden anderen wichtigen Parameter von Kontaktsystemen, nämlich die Bahnneigung  $i$  und der Grad des Kontakts  $f$  (bzw. das Gravitationspotential  $\Omega_1$ ), immer etwa den gleichen Wert.

Vergleicht man in Tabelle 3 die synthetischen Lichtkurvenprogramme, so erkennt man, daß das Wilson-Devinney-Programm besondere Vorzüge aufweist :

- die große Anzahl der Parameter, die bestimmt werden können,
- die Möglichkeit, bolometrische oder monochromatische Lichtkurven zu verwenden,
- die hohe Integrationsgenauigkeit,
- die Ermittlung der Parameter mit der Methode differentieller Korrekturen.

Im nächsten Abschnitt wird das Wilson-Devinney-Programm genauer vorgestellt.

### III. DAS WILSON - DEVINNEY - PROGRAMM

Die physikalische Grundlage für das Wilson-Devinney-Programm (Wilson und Devinney 1971 und 1973) bildet das Roche-Modell (Plavec und Kratochvil 1964); dazu werden Gravitations- und Randverdunklung, Reflexionseffekt, Rotations- (synchrone oder asynchrone Rotation) und Gezeiteffekt berücksichtigt.

#### 1. Kurze Programmbeschreibung : DCMP und LC

Das Wilson -Devinney-Programm besteht aus zwei Teilen :

Mit dem ersten Teil lassen sich aus bekannten Anfangs-Bahnelementen mit Hilfe der Methode differentieller Korrekturen iterativ verbesserte Bahnelemente ableiten (DCMP = Differential Corrections Main Program).

Das Programm DCMP berechnet die Helligkeitswerte des Doppelsternsystems zu den eingegebenen Phasen zur Ermittlung der Residuen und bestimmt die Korrekturen mit ihren wahrscheinlichen Fehlern, die an den eingegebenen Parametern angebracht werden müssen, und schließlich die Fehlersumme, die die Güte der Lösung angibt.

Der zweite Teil dient zur Berechnung der zu den gefundenen Bahnelementen gehörigen Lichtkurve und zur Bestimmung der Radien der Sterne (LC = Light Curve ).

#### 2. Parameter und Lösungsmodi :

Maximal können bei einer monochromatischen Lichtkurve folgende 15 Parameter angepaßt werden :

Bahnneigung  $i$

Gravitationsverdunklung  $G_1$  und  $G_2$

Temperatur der beiden Komponenten  $T_1$  und  $T_2$

bolometrische Albedo  $A_1$  und  $A_2$

Gravitationspotential  $\Omega_1$  und  $\Omega_2$

Massenverhältnis  $q = M_2 / M_1$

Leuchtkraft der beiden Komponenten  $L_1$  und  $L_2$

Randverdunklung  $x_1$  und  $x_2$

Leuchtkraft einer eventuell vorhandenen dritten Komponente  $L_3$ .

Im Programm DCMP kann man zwischen sieben verschiedenen Modes wählen, zwei für Kontaktsysteme, fünf für getrennte oder halbgetrennte Systeme (Leung und Wilson 1977).

Mode 1 : Dies ist der wichtigste Mode für Kontaktsysteme. Im Programm wird automatisch  $G_1 = G_2$ ,  $A_1 = A_2$ ,  $\Omega_1 = \Omega_2$ ,  $x_2 = x_1$  und  $T_2 = T_1 \sqrt[4]{(g_2 / g_1) G}$  mit  $g$  = Schwerebeschleunigung gesetzt. Außerdem wird  $L_2$  aus  $T_2$  bestimmt und kann ebenfalls nicht als freier Parameter behandelt werden. In diesem Fall reduziert sich — wenn man von  $L_3$  absieht — die Anzahl der Parameter von 14 auf 8 oder bei Verwendung von Lichtkurven in drei Farben gleichzeitig von 22 auf 12.

Mode 3 : Dieser Mode ist auch für Kontaktsysteme geeignet mit dem einzigen Unterschied zu Mode 1, daß  $T_2$  hier zusätzlich angepaßt werden kann. Die beiden Komponenten können also in diesem Fall Temperaturunterschiede von einigen hundert Grad aufweisen.

Mode 0 : Dieser Mode dient zur Behandlung getrennter Doppelsternsysteme, in denen die Helligkeiten und Temperaturen der Komponenten unabhängig voneinander sind. Dies ist günstig, wenn man Lichtkurven mehrerer Farben (zum Beispiel V, B, U) gleichzeitig anpassen möchte.

Mode 2 : Ähnlich wie bei Mode 0 lassen sich hiermit Lichtkurven getrennter und auch halbgetrennter Systeme rechnen, wobei hier aber  $L_2$  mit  $T_2$  durch die Planck-Funktion gekoppelt ist. Dies ist vorteilhaft beim Anpassen einer einzigen Lichtkurve, aber nicht empfehlenswert bei Lichtkurven mehrerer Farben gleichzeitig, weil sich Abweichungen vom Planckschen Gesetz, wie zum Beispiel der Balmer-Sprung, als systematische Fehler auf die abgeleiteten Parameter auswirken.

Mode 4 : Dieser Mode für halbgetrennte Systeme wählt  $\Omega_1$  so, daß die Primärkomponente ihr Roche-Volumen gerade ausfüllt; sonst läuft dieser Mode wie Mode 2.

Mode 5 : Auch dieser Mode ist für halbgetrennte Systeme, nur mit dem Unterschied zu Mode 4, daß hier  $\Omega_2 = \Omega_1$  gesetzt wird und damit also die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen füllt.

Mode-1 : Dieser Mode dient hauptsächlich für Röntgendoppelsterne und arbeitet wie Mode 0, außer daß zusätzlich die Phase im Augenblick der äußeren Berührung der Sterne (also der Anfang der Bedeckung) bekannt sein muß.

Folgende Tabelle zeigt, welche Parameter in einigen Modes nicht angepaßt werden können :

Tabelle 4 :Parameter und Modes des Wilson-Devinney-Programms

$Z_{\max}$  = maximale Anzahl der Parameter, die angepaßt werden können

| Mode | System             | PARAMETER |       |            |            |       |       |       |   | $Z_{\max}$ bei |      |
|------|--------------------|-----------|-------|------------|------------|-------|-------|-------|---|----------------|------|
|      |                    |           |       |            |            |       |       |       |   | 1 LK           | 3 LK |
| 1    | Kontakt-           | -         | -     | $\Omega_1$ | -          | -     | -     | -     | - | 9              | 13   |
| 3    | Kontakt-           | $T_2$     | -     | $\Omega_1$ | -          | -     | -     | -     | - | 10             | 14   |
| 0    | getrennt           | $T_2$     | $L_2$ | $\Omega_1$ | $\Omega_2$ | $G_2$ | $A_2$ | $x_2$ |   | 15             | 23   |
| 2    | (halb-)getrennt    | $T_2$     | -     | $\Omega_1$ | $\Omega_2$ | $G_2$ | $A_2$ | $x_2$ |   | 14             | 20   |
| 4    | halbgetrennt       | $T_2$     | -     | -          | $\Omega_2$ | $G_2$ | $A_2$ | $x_2$ |   | 13             | 19   |
| 5    | halbgetrennt       | $T_2$     | -     | $\Omega_1$ | -          | $G_2$ | $A_2$ | $x_2$ |   | 13             | 19   |
| -1   | Röntgendoppelstern | $T_2$     | $L_2$ | $\Omega_1$ | -          | $G_2$ | $A_2$ | $x_2$ |   | 14             | 22   |

### 3. Wahl der Eingabedaten

Im allgemeinen ist der Spektraltyp des Systems bekannt und damit die Temperatur  $T_1$  festgelegt. Außerdem kann man damit noch die Randverdunklung aus Modell-atmosphärenrechnungen (Kopal 1959, Grygar 1965 und 1972) entnehmen. Weiterhin kann man für die Albedo  $A = 1$  setzen oder bei Kontaktsystemen mit konvektiver Hülle nach Ruciński (1965)  $A = 0.5$ . Die Gravitationsverdunklung  $G_1$  hat die Werte 1.0 oder 0.32, je nachdem ob der Energietransport in der äußeren Atmosphärenschicht des Sterns radiativ oder konvektiv ist. Letzteres gilt für späte Spektraltypen und damit für viele W UMa-Systeme. Die effektive Temperatur ist proportional zur Schwerebeschleunigung  $g$ , und damit erhält man über das Stefan-Boltzmannsche Gesetz die Intensität  $J$  :

$$T_{\text{eff}} \sim g^{0.25} \quad (\text{Zeipel 1924}) \implies J \sim g, \text{ d.h. } G = 1.0 \quad (\text{radiativ})$$

$$T_{\text{eff}} \sim g^{0.08} \quad (\text{Lucy 1967}) \implies J \sim g^{0.32}, \text{ d.h. } G = 0.32 \quad (\text{konvektiv}) \quad (11)$$

Die restlichen Bahnelemente  $i, L_1, L_2, r_1, k = r_2/r_1$  erhält man zum Beispiel mit dem Russell-Merrill-Modell.

Zur groben Abschätzung bei totaler Bedeckung genügt auch die Beziehung

$$k^2 = \frac{1 - l_{\text{okk}}^{\text{tr}}}{l_{\text{okk}}} \quad \text{mit } l_0 = \text{Helligkeit im Transit bzw. Okkultationsminimum bei der auf 1 normierten Lichtkurve.}$$

Aus dem Radienverhältnis  $k$  läßt sich das Massenverhältnis  $q$  abschätzen :

$$\begin{aligned} \text{für Kontaktsysteme (nach dem Roche-Modell)} \quad k &= q^{0.46}, \\ \text{für halbgrenzte Systeme} \quad k &= q^{0.6}. \end{aligned}$$

Schließlich lassen sich aus den Tabellen (Kopal 1959) zu einem vorgegebenem Massenverhältnis die Werte für das Gravitationspotential  $\Omega_i = \Omega_{\max}$  und  $\Omega_a = \Omega_{\min}$  für inneren und äußeren Kontakt entnehmen.

#### 4. Funktionsweise des Programms

Nach Wahl einer Anzahl  $N$  von Streifen für jede Komponente legt das Programm ein Gitter über das System. Die Feinheit des Gitters wirkt sich proportional zu  $N^2$  auf die Rechenzeit aus. Daher verwendet man für die Berechnungen der Ableitungen der geometrischen Parameter ( $i, \Omega_1, \Omega_2, q$ ) ein feineres Gitter, für die restlichen (photometrischen) Parameter ein gröberes. Dann wird für jedes Gitterelement die Helligkeit berechnet und gespeichert. Anschließend werden für jeden eingegebenen Phasenpunkt die nicht bedeckten Helligkeiten der Gitterelemente zur Gesamthelligkeit aufsummiert.

Dann werden von der Lichtkurve die partiellen Ableitungen nach den freien Parametern gebildet, und das totale Differential lautet :

$$\Delta I = O - C = \frac{\partial I}{\partial i} \Delta i + \frac{\partial I}{\partial \Omega_1} \Delta \Omega_1 + \frac{\partial I}{\partial q} \Delta q + \frac{\partial I}{\partial L_1} \Delta L_1 + \dots$$

Dies ist die Bedingungsgleichung für eine Analyse mit der Methode der kleinsten Quadrate durch differentielle Korrekturen (Irwin 1947) zur Anpassung der theoretischen an die gemessene Lichtkurve.  $\sum (O-C)^2$  soll also ein Minimum werden. Die Inkremente  $\Delta i, \Delta \Omega_1, \dots$  können gewählt werden. Bewährt haben sich die Werte von etwa 0.01 für die photometrischen Parameter, bei  $\Delta \Omega_1$  und  $\Delta q$  ungefähr 0.02, bei  $\Delta i = -0.5$ .

Die partiellen Ableitungen können wahlweise asymmetrisch oder symmetrisch

$$\frac{\partial I}{\partial i} = \frac{I(i + \Delta i) - I(i)}{\Delta i} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial I}{\partial i} = \frac{I(i + \Delta i/2) - I(i - \Delta i/2)}{\Delta i}$$

durch endliche Differenzen approximiert werden.

Die Anzahl und Kombination der freien Parameter kann in jedem Lauf des Iterationsverfahrens neu gewählt werden. Es empfiehlt sich, nicht zu viele Parameter gleichzeitig zu variieren. Bei fünf oder sechs freien Parametern ist es schon günstig, den Parametersatz in zwei Gruppen aufzuspalten und abwechselnd zu bearbeiten, weil die Korrelationen zu groß sind (Wilson und Biermann 1976b).

## 5. Probleme bei der Lösung mit dem Wilson-Devinney-Programm

Es kann geschehen, falls die Anfangsparameter nicht gut genug sind, daß das Programm ein relatives statt des absoluten Minimums im vieldimensionalen Parameter-Raum findet. Besonders in Fällen mit unbekanntem spektroskopischen  $q$  muß man sorgfältig alle möglichen Werte für  $q$  testen, um nicht eine verkehrte Lösung zu erhalten.

Beim Iterationsverfahren tritt am Schluß häufig keine echte Konvergenz ein, sondern die Werte für die Parameter springen innerhalb eines Bereiches hin und her; falls man den Mittelwert des Bereiches wählt, wird die Summe der Residuen größer, die Lösung also schlechter. Außerdem darf man nicht annehmen, daß die Korrekturen schließlich gleich Null werden, sondern die Lösung ist gut, falls die wahrscheinlichen Fehler der Korrekturen etwa mehr als doppelt bis zehnmal so groß sind wie die Korrekturen selbst; in diesem Fall unterscheiden sich die (vorhergesagte und die gerade berechnete) Summe der Residuen nicht mehr nennenswert.

In ungünstigen Fällen bleibt die Konvergenz nicht bestehen, sondern die Werte für die Parameter springen aus dem Konvergenzbereich hinaus, meist um sich allmählich wieder von der anderen Seite dem Bereich zu nähern.

Das Programm führt die Iterationen nicht selbständig aus, sondern man erhält für die Parameter die Korrekturen ausgedruckt und muß nach Anbringung das Programm neu starten. Das ist aber nicht von Nachteil, wie es auf den ersten Blick scheinen könnte, da es immer wieder geschieht, daß die Parameter in physikalisch nicht interpretierbare Bereiche kommen, zum Beispiel, zu einer Randverdunklung, die  $<0$  oder  $>1$  wird.

Voraussetzung für die Anwendung des Programms ist eine ungestörte und unveränderliche Lichtkurve; man muß allerdings betonen, daß es auch keine andere Methode gibt, die darauf verzichten könnte. Bei einer veränderlichen Lichtkurve werden sich bei jeder neuen Lichtkurve andere Elemente ergeben. Ein extremes Beispiel dafür ist TZ Boo, bei dem sich sogar die Minima vertauschen, so daß die Sterne ihre Rollen wechseln würden. Ungestörte Lichtkurven sind gerade bei W - Typen von W UMa-Systemen selten.

Eine Betrachtung der Maxima aller in der Arbeit vorkommenden Sterne zeigt, daß — mehr oder weniger ausgeprägt — alle verschieden hohe Maxima besitzen. In diesem Fall steht man vor dem Problem, ob man entweder nur eine Hälfte der Lichtkurve von Phase  $\phi = 0$  bis  $0.5$  bzw. von  $\phi = 0.5$  bis  $1.0$  verwendet oder beide Hälften. Im letzten Fall läuft die aus dem Programm berechnete Kurve zwischen den gemessenen Maxima. Um zu wissen, welche Lösung zutreffend ist, müßte man erst ein Modell mit Zusatzeffekten haben, die ein Maximum heben oder senken können.

Eine weitere Schwierigkeit besteht bei Systemen mit  $\beta$  Lyrae-Lichtkurven, weil der Mode vor Beginn gewählt werden muß. In diesem Fall kann ein Kontaktsystem oder ein halbgetrenntes System vorliegen; so steht Mode 3 oder Mode 2, 4, 5 zur Auswahl. Bei Grenzfällen (zum Beispiel PX Car und CX Vir) kann man in jedem Mode eine etwa gleich gute Lösung erhalten.

## 6. Vorteile des Programms

Mit allen synthetischen Lichtkurvenprogrammen hat man die Möglichkeit, wesentlich bessere Lösungen als mit klassischen Methoden zu erreichen. Besonders günstig ist es hier, den Grad des Kontakts und die Temperaturdifferenz zwischen den Komponenten bestimmen zu können. Bei den Massenverhältnissen konnte man zu viel kleineren Werten, als es spektroskopisch möglich war, vordringen, zum Beispiel, AW UMa mit  $q = 0.07$  (Wilson-Devinney 1973). Außerdem sind die photometrischen Massenverhältnisse den spektroskopischen vorzuziehen; die photometrischen sind nämlich systematisch kleiner (Hutchings 1973, Berthier 1975, Van't Veer 1976). Die Ursache liegt wahrscheinlich in der Eigenart der Spektren von W UMa-Systemen, die zwar einfacher zu bearbeiten sind, weil kaum exzentrische Bahnen vorkommen, aber wesentlich schwieriger wegen der schnellen Rotation der Komponenten, was eine Linienverbreiterung bewirkt und eine Trennung der Komponenten erschwert. Außerdem muß man mit relativ kurzen Belichtungszeiten auskommen trotz der häufig ziemlich schwachen Objekte, weil die Perioden im Mittel kleiner als 0.5 Tage sind und der Unterschied in den Helligkeiten der Komponenten groß ist. Zusätzlich hat man noch das Problem, daß viele Linien durch Gasströme gestört sind, was asymmetrische Profile verursacht, die Festlegung der Linienmitte erschwert und zu unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten bei Verwendung von Wasserstoff und Ca II H und K oder von Metalllinien führt (Schöffel 1978).

Schließlich sollte als weiterer Vorteil des Wilson-Devinney-Programms die Möglichkeit der Bestimmung von Randverdunklungskoeffizient, Gravitationsverdunklungskoeffizient und Albedo genannt werden, weil damit Modellrechnungen getestet werden können.

## 7. Ausgabedaten

Wenn es gelungen ist, eine Lösung mit minimaler Fehlersumme zu finden, kann die zugehörige Lichtkurve berechnet werden. Dabei werden drei Radien angegeben:  $r_{\text{pole}}$ ,  $r_{\text{side}}$ ,  $r_{\text{back}}$  (bei halbgelassenen und getrennten Systemen noch  $r_{\text{point}}$ ) jeweils für die größere und kleinere Komponente. Danach wird noch ein mittlerer Radius berechnet:

$$\bar{r} = \sqrt[3]{r_p \times r_s \times r_b} \quad (12)$$

Die drei Radien entsprechen im Roche-Modell  $r_z$ ,  $r_y$ ,  $r_x$ .

Die angegebenen wahrscheinlichen Fehler der Parameter erhält man in richtiger Größenordnung nur, wenn man in einem Lauf alle Parameter gleichzeitig — nur zur Fehlerbestimmung — variieren läßt. Bei Verwendung von nur zwei oder drei Parametern kann der Fehler einen Faktor zehn kleiner sein.

Die Ergebnisse in den Tabellen der physikalischen Parameter bei den einzelnen Sternen sind immer in der gleichen Reihenfolge angegeben :

- a) die konstant gehaltenen Parameter, zum Beispiel die Temperatur, jeweils mit  $x$  bezeichnet,
- b) die aus dem Iterationsverfahren direkt erhaltenen Ergebnisse
- c) die daraus abgeleiteten Werte, wie zum Beispiel das Verhältnis der Oberflächenhelligkeiten  $J_k/J_g$  oder der Grad des Kontakts  $f$  :

$$\frac{J_k}{J_g} = \frac{1}{k^2} \frac{L_k}{L_g} \quad \text{mit } k = \text{Radienverhältnis} \quad L = \text{Leuchtkraft} \quad (13)$$

$$f = \frac{\Omega_i - \Omega}{\Omega_i - \Omega_a} \quad \Omega = \text{Gravitationspotential} \quad (14)$$

## 8. Theoretische Lichtkurven

Mit dem Lichtkurven-Programm wurden einige Lichtkurven als Beispiel gerechnet, um zu veranschaulichen, wie sich Änderungen der Parameter bemerkbar machen. Als Standardlichtkurve (durchgezogene Linie auf Abbildung 1) für ein W UMa-System vom A-Typ wurde folgendes gewählt :  
 $i = 80^\circ$  ,  $q = 0.6$  ,  $\Omega_i = 3.063$  ,  $\Omega_a = 2.712$  ,  $\Omega_1 = 3.00 \Rightarrow f = 0.18$  ,  
 $G_1 = 1.0$  ,  $A_1 = 1.0$  ,  $x = 0.6$  ,  $T = 8200 \text{ K (A5)}$  .

Am stärksten auf die Minimumtiefe wirkt sich die Bahnneigung aus . Auch eine Variation des Massenverhältnisses ist sehr deutlich sichtbar. Bei kleinen Massenverhältnissen überwiegt der Einfluß vom Massenverhältnis, bei großen Massenverhältnissen verändert die Bahnneigung die Tiefe der Minima mehr.

Geringer ist der Effekt, den alle anderen Parameter verursachen (Abbildung 1 b,c).

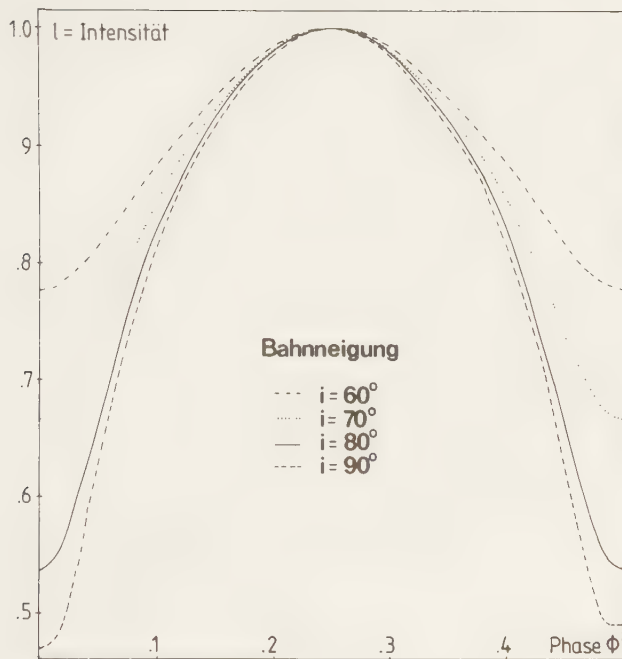
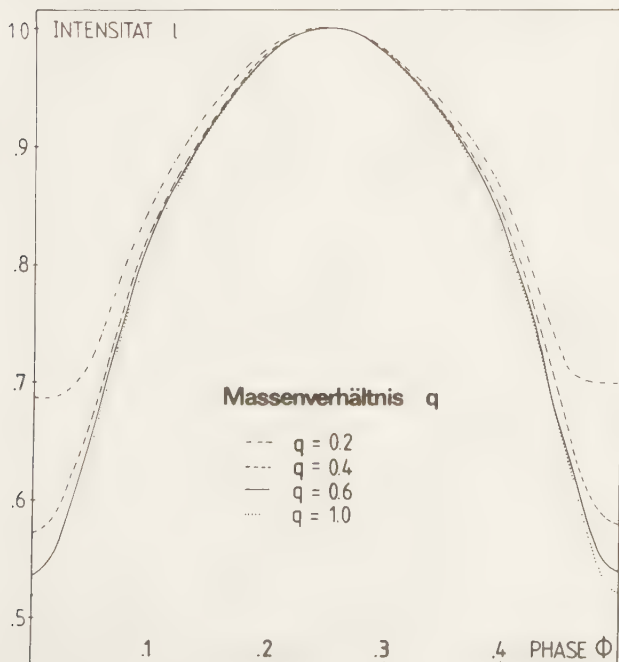


Abbildung 1 a:  
Variation von  
Bahnneigung und  
Massenverhältnis

(theoretische Licht-  
kurven, berechnet  
mit dem Wilson-  
Devinney-Programm)



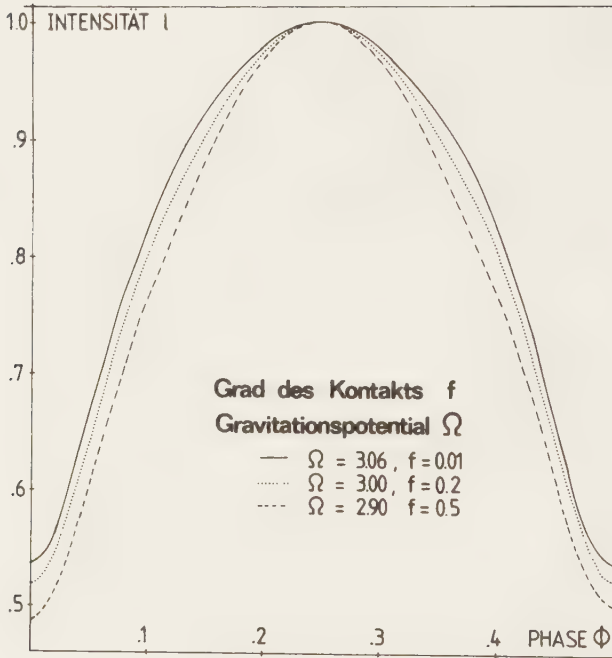
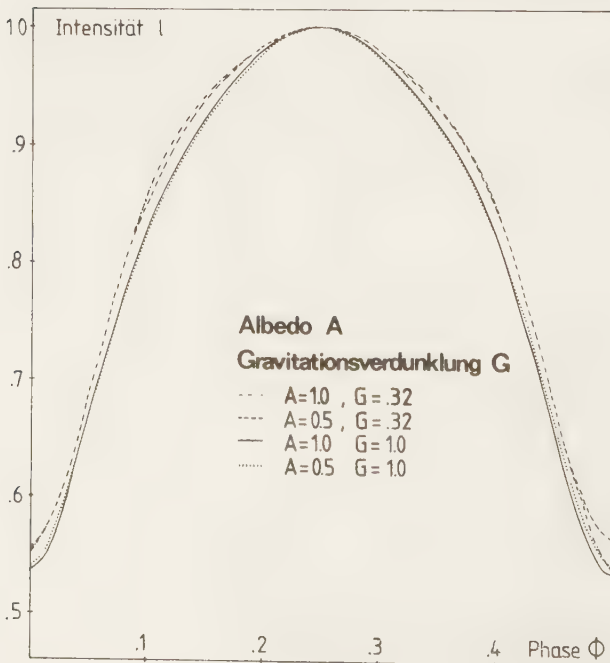


Abbildung 1 b:

Variation vom Grad des Kontakts und von Albedo und Gravitationsverdunklung (theoretische Lichtkurven, berechnet mit dem Wilson-Devinney-Programm)



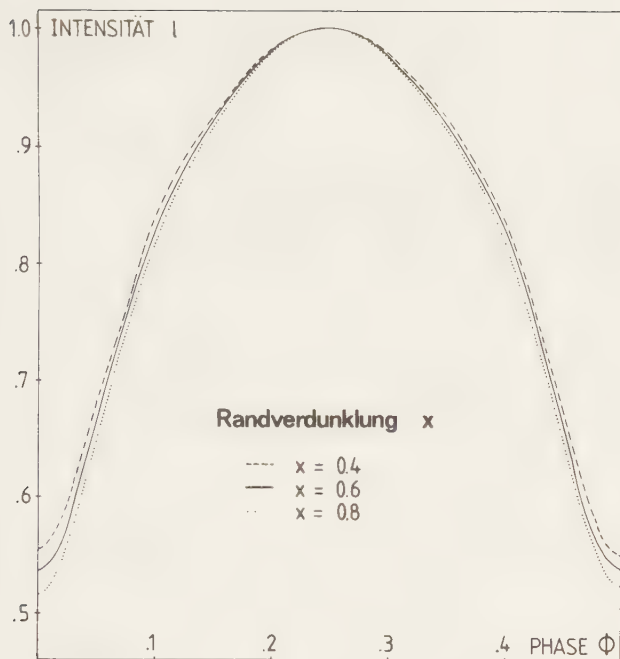
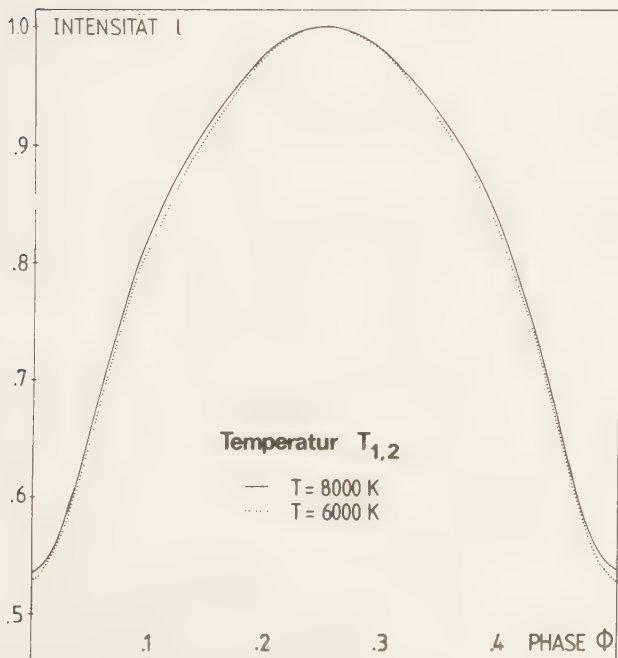


Abbildung 1 c :

Variation von Randverdunklung und Temperatur der Primärkomponente (= Temperatur der Sekundärkomponente)

(theoretische Lichtkurven, berechnet mit dem Wilson-Devinney-Programm)



## C. ANALYSE MIT DEM WILSON-DEVINNEY-PROGRAMM

Im folgenden werden acht Systeme vorgeführt, die photoelektrisch in UB<sub>V</sub> beobachtet und mit dem Wilson-Devinney-Programm bearbeitet wurden. Es wird jeweils der Verlauf des Iterationsverfahrens geschildert, die Anpassung der theoretischen an die gemessene Lichtkurve demonstriert und schließlich ein Modell des Systems gezeigt.

Die Doppelsternsysteme lassen sich in drei Gruppen einteilen, zuerst die Systeme mit  $\beta$  Lyrae-Lichtkurven, von denen sich zwei (RS Ind und CX Vir) als halbgetrennte Systeme erweisen und eines (PX Car) zur Gruppe der Kontaktsysteme frühen Typs gehören könnte.

Die zweite Gruppe wird von W UMa-Systemen vom A-Typ (TY Men, UZ Oct und AD Phe) gebildet.

Als letzte Gruppe sind die W UMa-Systeme vom W-Typ (AC Boo und TZ Boo) zu nennen.

Bei den meisten dieser Systeme werden außerdem (O-C)-Diagramme erstellt; somit kann die Konstanz der Periode geprüft werden.

I. SYSTEME MIT  $\beta$  LYRAE-LICHTKURVEN1. RS Ind

RS Ind (= CoD -70°1841 (9<sup>m</sup>0) = CPD -70°2860 = HV 3032) wurde entdeckt von Miss Cannon (1908) (Pickering 1907). Frühe Beobachtungen der Lichtkurve finden sich bei Payne-Gaposchkin (1943), bei Hoffmeister (1943) und bei Gaposchkin (1952/53): RS Ind hat eine Periode von  $P = 0.624$  Tagen, die wahrscheinlich variabel ist und einen Spektraltyp von F4; die photographische Helligkeit schwankt vom Maximum mit 9<sup>m</sup>9 bis 10<sup>m</sup>3 beziehungsweise 10<sup>m</sup>0 in den Minima. Thackeray (1959) studierte das System spektroskopisch.

Vom 25. Juli bis 3. August 1977 wurde RS Ind von Rahe bei ESO in Chile photoelektrisch beobachtet. Er erhielt UB<sub>V</sub>-Lichtkurven, deren Phasen ausgezeichnet überdeckt sind (860 Meßpunkte je Farbe).

Tabelle 5 : RS Ind und sein Vergleichssterne

| Stern            | Spektraltyp | $m_v$ | (B-V) | (U-B) | $\alpha_{1977}$                                 | $\delta_{1977}$ |
|------------------|-------------|-------|-------|-------|-------------------------------------------------|-----------------|
| RS IND           | F0/F4       | 9.4   | 0.35  | 0.18  | 21 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 56 <sup>s</sup> | -70°26'42"      |
| Vergleichssterne | -           | 9.77  | 0.92  | 0.56  | 21 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup> | -70°26'42"      |

Für die Berechnung der Phasen in der Lichtkurve wurde  $P = 0.^d 624\ 0653$  und als Anfangsdatum JD<sub>0</sub> = 244 3348.5995 verwendet.

Tabelle 6 : Minima von RS Ind aus der Lichtkurve von 1977 (photoelektrisch) und einige ältere photographische Minima

| Autor                               | JD             | E       | (O-C)  |
|-------------------------------------|----------------|---------|--------|
| 1943 Payne-Gaposchkin               | 242 7000.179   | 2389    | -0.016 |
| 1943 Hoffmeister                    | 242 8425.540   | 4673    | -0.020 |
| 1953 Gaposchkin                     | 242 5509.303   | 0       | 0      |
| Rahe<br>(Lichtkurve<br>Chile, 1977) | 244 3351.3691: | 28590   | 0.039  |
|                                     | 244 3353.2475  | 28593   | 0.045  |
|                                     | 244 3356.3766: | 28598   | 0.054  |
|                                     | 244 3358.2535  | 28601   | 0.059  |
|                                     | 244 3350.4386: | 28588.5 | 0.044  |
|                                     | 244 3355.4368  | 28596.5 | 0.050  |
|                                     | 244 3357.3177  | 28599.5 | 0.059  |
|                                     | 244 3358.5633: | 28601.5 | 0.056  |

Die Lichtkurve von RS Ind ist vom Typ EB ( $\beta$  Lyrae-Typ) mit zwei deutlich verschiedenen Minima, wobei das Nebenminimum die Okkultation darstellt.

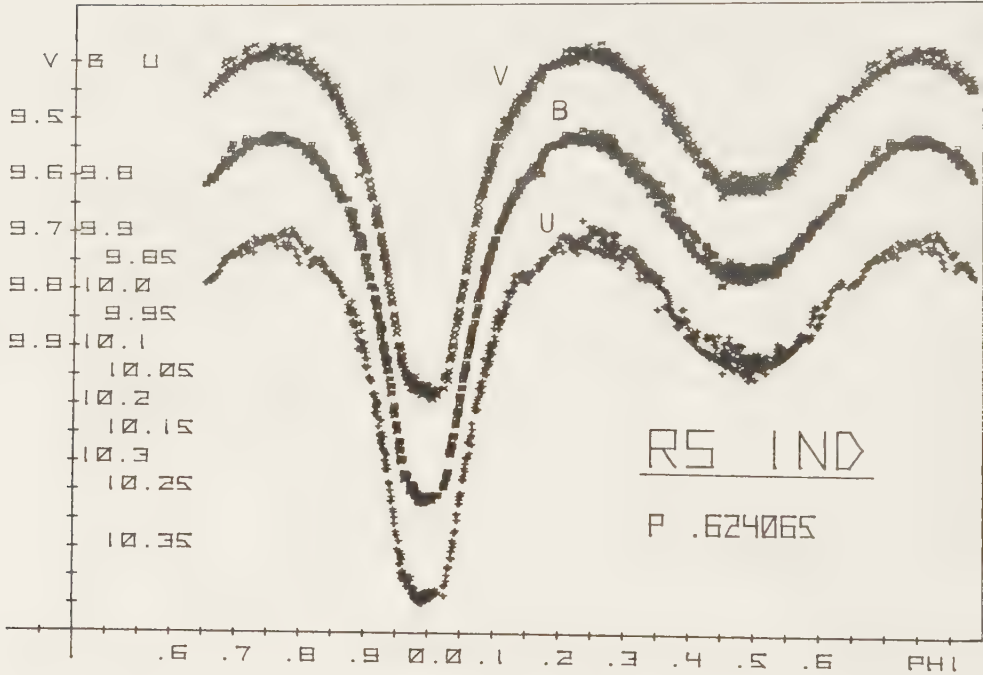


Abbildung 2: UBV-Lichtkurve von RS Ind, beobachtet von Rahe, 1977 in Chile

Tabelle 7: Amplitude von RS Ind in U, B, V im Haupt- und Nebenminimum und Differenz der Höhe der Maxima

|                | $\Delta V$ | $\Delta B$ | $\Delta U$ |
|----------------|------------|------------|------------|
| Hauptminimum   | 0.602      | 0.650      | 0.635      |
| Nebenminimum   | 0.238      | 0.242      | 0.225      |
| Max I - Max II | -0.008     | -0.013     | -0.009     |

### Iterationsverfahren :

Das Iterationsverfahren für RS Ind dauerte ziemlich lange (im ganzen 250 Iterationen) wie bei allen halbgetrennten Systemen, weil von vornherein nicht feststand, ob das System in Kontakt oder halbgetrennt ist. Außerdem ist kein Massenverhältnis aus spektroskopischen Messungen bekannt. Begonnen wurde mit Mode 0, bei dem — bei Eingabewerten von  $4\pi L_1 = 10.0$  und  $q = 0.6$  — das Massenverhältnis immer in den Bereich  $0.2 < q < 0.5$  wanderte, wobei  $\Omega_1 < \Omega_i$  und  $\Omega_2 > \Omega_i$  wurde; die Leuchtkraft nahm immer sofort Werte von etwa 11.0 an. In Mode 2 geschah dasselbe. Daher wurde zu Mode 4 übergegangen, bei dem  $\Omega_1 = \Omega_i$  gesetzt wird. Hier wurde  $q$  auch kleiner als 0.5 und  $4\pi L_1 = 9.5$ , aber die Fehler-summe blieb sehr groß. Weiterhin wurde Mode 3 versucht; Hierbei wurde die Fehlersumme ziemlich klein, aber  $\Omega_1$  wurde einmal kleiner, einmal größer als  $\Omega_i$ . Schließlich erreichte in Mode 5 ( $\Omega_2 = \Omega_i$ ) die Fehlersumme ihr Minimum,  $\Omega_1$  blieb immer größer als  $\Omega_i$ ,  $4\pi L_1$  konvergierte auf 11.3,  $q$  auf 0.53.

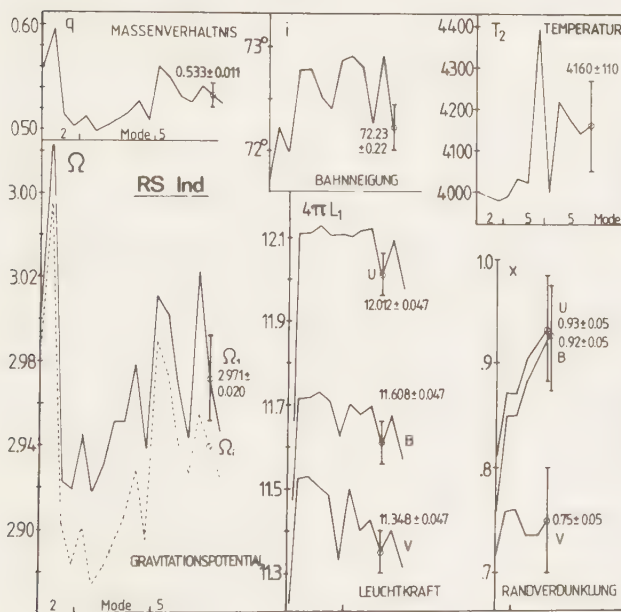


Abbildung 3: Iterationsverfahren für RS Ind (vergleiche Tabelle 8)

Tabelle 8 : Physikalische Parameter von RS Ind, erhalten aus dem Wilson-Devinney-Programm

Im ersten Abschnitt stehen die festgehaltenen Parameter (mit  $\times$  gekennzeichnet) : Temperatur, Gravitationsverdunklung, Albedo. Im nächsten Abschnitt folgen Bahnneigung, Temperatur, Massenverhältnis, Gravitationspotential, Leuchtkraft, Randverdunklung, Summe der Residuen. Im letzten Abschnitt werden die daraus berechneten Werte genannt : kritisches Roche-Potential, Radius (Pol, Seite, Hinten und Punkt, vergleiche Abbildung Modell des Systems) beider Komponenten, Radienverhältnis  $k = r_2 / r_1$  und die mittleren Radien, Verhältnis der Oberflächenhelligkeiten, Temperaturunterschied.

|                                  |                                   |
|----------------------------------|-----------------------------------|
| $T_1^{\times}$                   | 7200 K (F0)                       |
| $G_1^{\times} = G_2$             | 1.0                               |
| $A_1^{\times} = A_2$             | 1.0                               |
| $i$                              | $72.^\circ 23 \pm 0.^\circ 22$    |
| $T_2$                            | $(4162 \pm 110)$ K                |
| $q$                              | $0.533 \pm 0.011$                 |
| $\Omega_1$                       | $2.971 \pm 0.020$                 |
| $L_1^{\text{VBU}} / (L_1 + L_2)$ | $0.965 / 0.983 / 0.993 \pm 0.004$ |
| $x_1^{\text{VBU}} = x_2$         | $0.75 / 0.92 / 0.93 \pm 0.05$     |
| $\Sigma \text{ Res}$             | 0.025                             |
| $\Omega_2 = \Omega_1$            | 2.939                             |
| $r_1^{\text{P/S/B//P}}$          | $0.397 / 0.419 / 0.443 // 0.486$  |
| $r_2^{\text{P/S/B//P}}$          | $0.306 / 0.320 / 0.352 // 0.414$  |
| $k / \bar{r}_1, \bar{r}_2$       | $0.776 // 0.419 / 0.325$          |
| $J_k / J_g$                      | $0.060 / 0.029 / 0.012$           |
| $\Delta T / T_1$                 | 0.42                              |

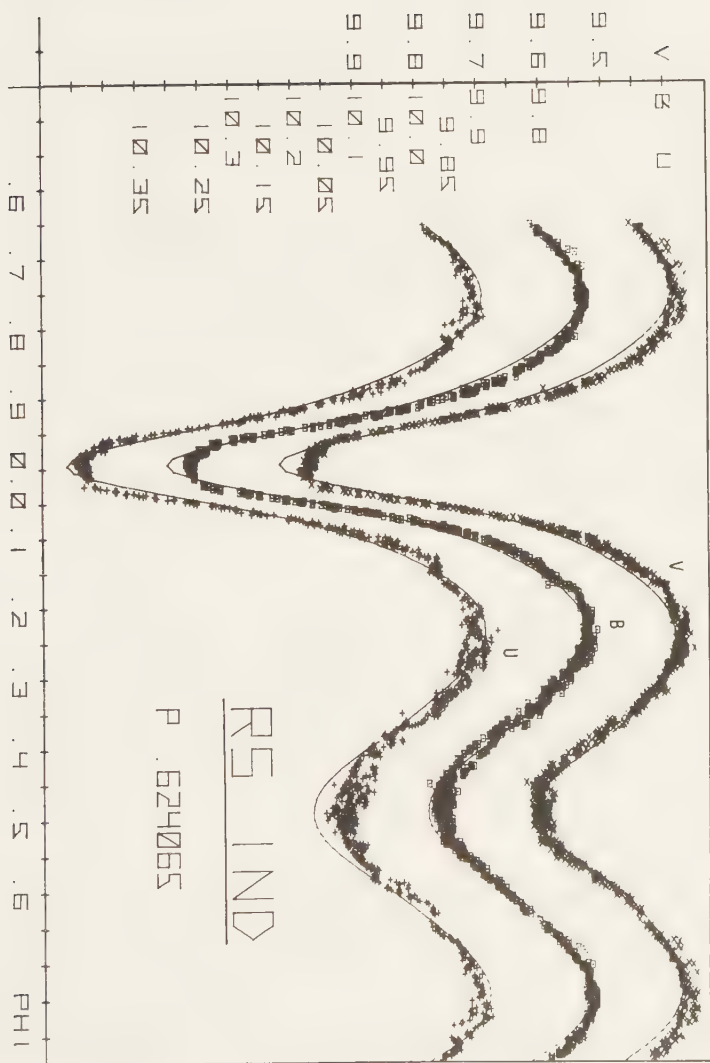


Abbildung 4.: Gemessene und theoretische (aus dem Wilson-Devinney-Programm)  
UBV-Lichtkurve von RS Ind

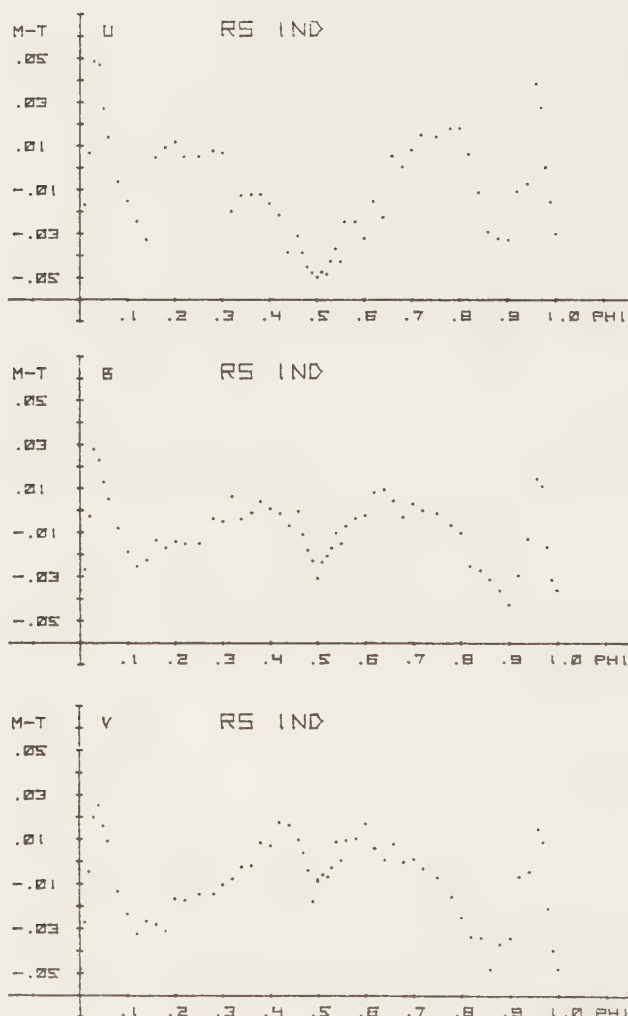


Abbildung 5 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) (aus dem Wilson-Devinney-Programm) Lichtkurve von RS Ind, aufgetragen über der Phase

RS Ind ist ein halbgetrenntes System, bei dem die Sekundärkomponente das Roche-Volumen ausfüllt.

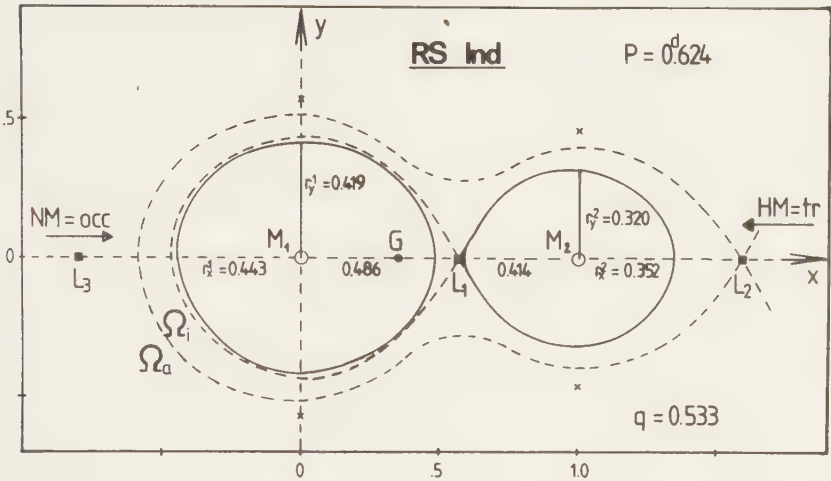


Abbildung 6: Modell des halbgetrennten Systems in der Äquatorebene, angegeben sind die Lagrangepunkte  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ , der Schwerpunkt des Systems  $G$ , die äußere und innere Kontaktfläche  $\Omega_i$ ,  $\Omega_a$  (gestrichelt) und die beiden Komponenten (durchgezogene Linie). Weiterhin ist ablesbar, ob das Hauptminimum (HM) oder das Nebenminimum (NM) eine Okkultation (occ) oder einen Transit (tr) darstellt.

$\Omega_1$  ist nur ein wenig größer als  $\Omega_i$ , das heißt, das System befindet sich nahe am Kontakt. Der Grenzwinkel für totale Bedeckung liegt bei  $84^\circ$ , wir haben also eine partielle Bedeckung. Der Temperaturunterschied zwischen den Komponenten ist ziemlich groß (42%). Das gleiche gilt für die Leuchtkraft der Primärkomponente.

2. CX Vir = BV 508

CX Vir (= BD -14°3885 (9.<sup>m</sup>2) = HD 123 660 F5 (9.<sup>m</sup>8/10.<sup>m</sup>2) = BV 508) wurde von Strohmeier (1964) entdeckt; es ist ein Bedeckungsveränderlicher mit einer Periode von  $P = 0.746$  Tagen (Strohmeier und Knigge 1973), die leicht variabel ist.

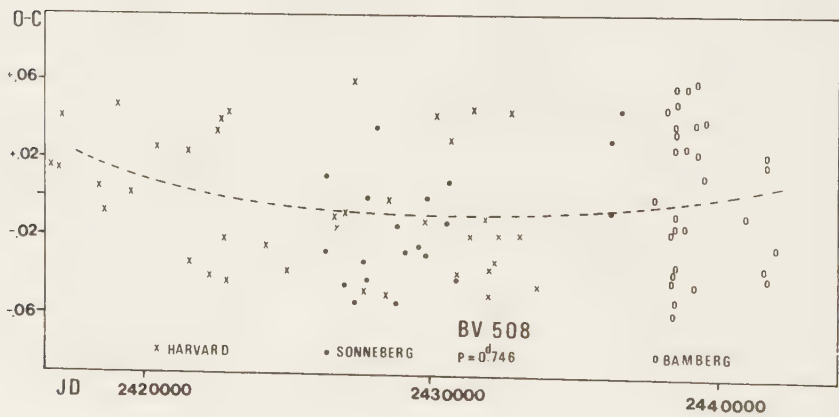


Abbildung 7: (O-C)-Diagramm für CX Vir mit photographischen Minima von Platten in Harvard, Sonneberg und Bamberg

Beobachtet wurde das System von Schöffel im Mai 1974 bei ESO in Chile in den drei Farben U, B, V.

Tabelle 9 : CX Vir und sein Vergleichssterne

| Stern  | BD                              | V     | (B-V) | (U-B) | $\alpha_{1977}$                                 | $\delta_{1977}$ |
|--------|---------------------------------|-------|-------|-------|-------------------------------------------------|-----------------|
| CX Vir | BD -14°3885 (9. <sup>m</sup> 5) | 10.29 | 0.49  | -0.11 | 14 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup> 02 <sup>s</sup> | -15°27' 54"     |
| Comp.  | BD -14°3883 (9. <sup>m</sup> 6) | 10.88 | 0.56  | -0.06 | 14 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> | -15°26' 54"     |

Tabelle 10 : Amplitude von CX Vir in Haupt- und Nebenminimum und Differenz in den Maxima

|                | $\Delta V$ | $\Delta B$ | $\Delta U$ |
|----------------|------------|------------|------------|
| Hauptminimum   | 0.683      | 0.698      | 0.694      |
| Nebenminimum   | 0.327      | 0.318      | 0.323      |
| Max I - Max II | -0.032     | -0.031     | -0.035     |

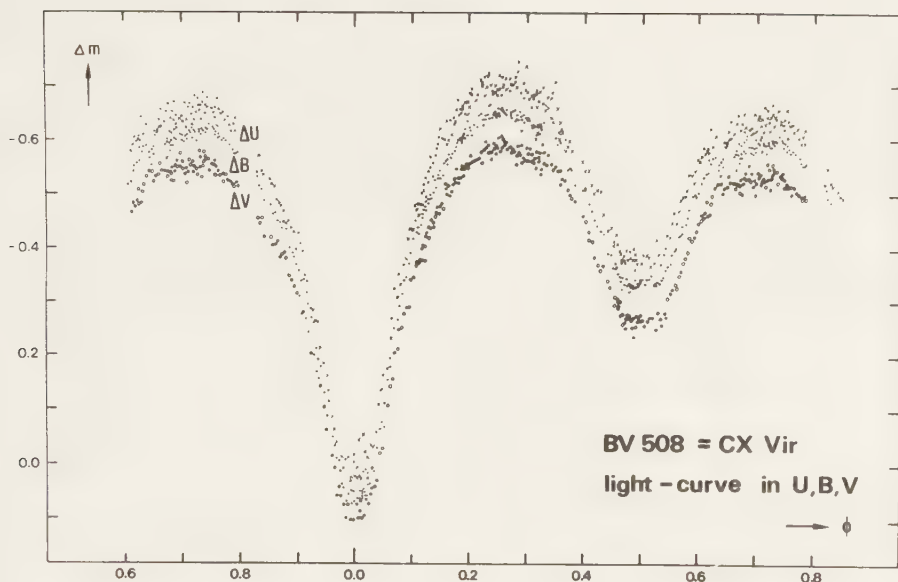


Abbildung 8 : UBV-Lichtkurve von CX Vir, beobachtet von Schöffel in Chile, 1974

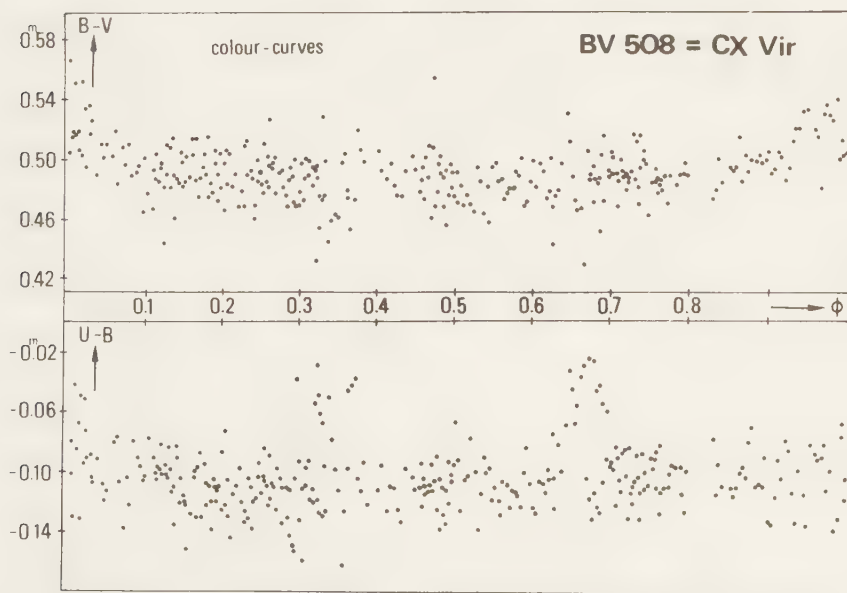


Abbildung 9 : Farbkurven von CX Vir : (B-V) und (U-B)

Aus Tabelle 10 und Abbildung 8 ist ersichtlich, daß die Lichtkurve deutlich verschieden hohe Maxima besitzt, und zwar ist das Maximum nach dem Hauptminimum höher.

CX Vir wurde ausführlich diskutiert (Wolfschmidt 1975); hier soll nur kurz darauf eingegangen werden. Unter der Voraussetzung, daß das Hauptminimum eine Okkultation darstellt, wurden Bahnelemente mit mehreren klassischen Methoden abgeleitet. Es traten allerdings einige Unstimmigkeiten auf, zum Beispiel ergab sich das Verhältnis der Oberflächenhelligkeiten einmal zu 0,8, einmal zu 0,5. Die Ergebnisse sind zum Vergleich in Tabelle 11 in der letzten Spalte genannt.

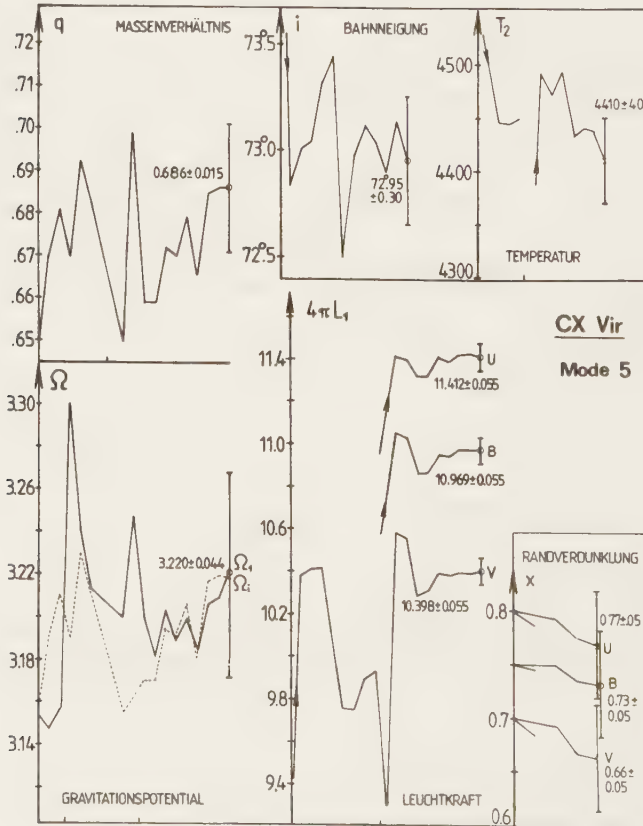


Abbildung 10 : Iterationsverfahren bei CX Vir (vergleiche Tabelle 11)

### Iterationsverfahren :

Bei der Bearbeitung der Lichtkurve von CX Vir mit dem Wilson-Devinney-Programm entstanden große Schwierigkeiten. Vorausgesetzt wurde zuerst, daß das Hauptminimum eine Okkultation darstellt. Die Rechnungen wurden in Mode 3 (Kontakt) begonnen mit Massenverhältnis  $q > 1$  (speziell mit  $1/q = 0.16$ ). Es stellte sich hiermit und auch in Mode 4 oder 5 (halbgetrennt) keine gute Konvergenz ein.

Anschließend wurde das Hauptminimum als Transit betrachtet. In Mode 0 (getrenntes System) wurde  $\Omega_1$  um etwa 0.01 kleiner als  $\Omega_2$  und  $\Omega_2$  um 0.03 größer als  $\Omega_1$ , aber ohne zu konvergieren; das Massenverhältnis wanderte zwischen 0.4 und 0.8. Bei Verwendung von Mode 2 wurde zuerst  $\Omega_2 < \Omega_1$  und  $\Omega_1 > \Omega_2$ , später stellte sich der Wert von  $\Omega_1$  fast genau auf  $\Omega_2$  ein und  $\Omega_2$  war größer als  $\Omega_1$ , allerdings ging das Massenverhältnis von 0.65 auf 0.80, wo das Iterationsverfahren unterbrochen wurde.

Es liegt nun nahe, in Mode 4 weiterzurechnen, das heißt, wir nehmen an, daß CX Vir ein halbgetrenntes System ist, bei dem die Primärkomponente das Roche-Volumen füllt ( $\Omega_1 = \Omega_2$ ). Hierbei blieb zwar  $\Omega_2$  für längere Zeit größer als  $\Omega_1$ , aber es stellte sich keine Konvergenz ein; das Massenverhältnis sank von 0.68 auf 0.50, dann stieg es auf 0.60, wobei  $\Omega_2$  kleiner als  $\Omega_1$  wurde.

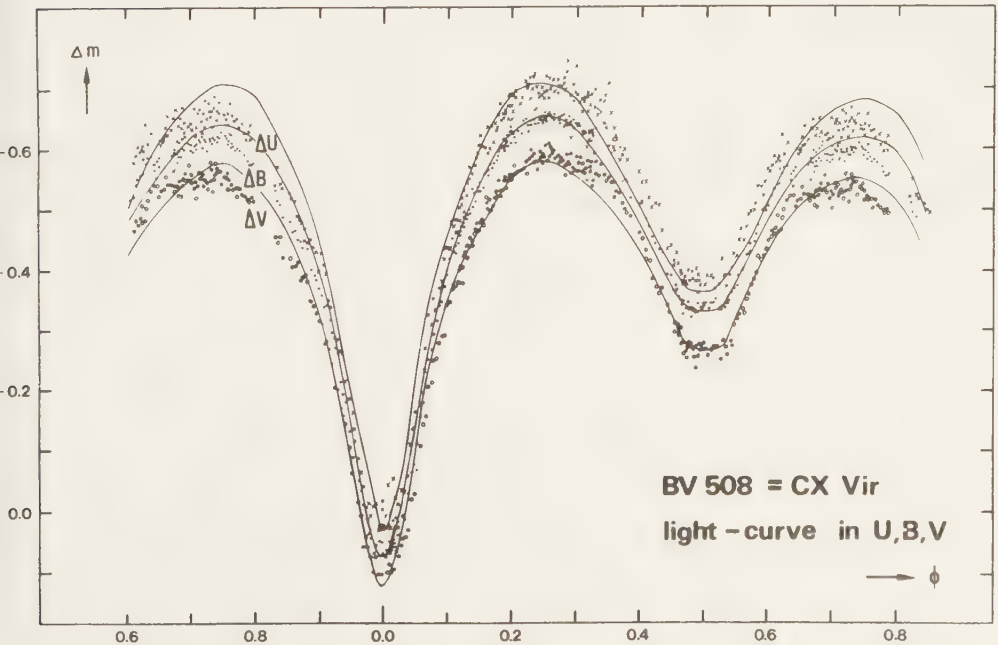


Abbildung 11 : Gemessene und theoretische (Wilson-Devinney-Programm) Lichtkurve von CX Vir

Nach diesen Mißerfolgen wurde Mode 5 versucht, wobei die Sekundärkomponente das Roche-Volumen füllt ( $\Omega_2 = \Omega_1$ ). Nun blieb  $\Omega_1$  nicht immer größer als  $\Omega_1$ , sondern wurde manchmal ein wenig kleiner, blieb aber immer dicht bei diesem Wert. Die Anpassung an die Lichtkurve ist ziemlich gut, abgesehen vom Maximum bei  $\Phi = 0.75$ . Weil dieses deutlich flacher als das erste Maximum ist, läßt sich keine bessere Übereinstimmung erzielen (siehe Abbildung 11 und 12). Für  $q$  ergab sich eine echte Konvergenz; dies dürfte die beste Lösung darstellen (Tabelle 11). Trotzdem wurde noch Mode 3 (Kontakt) getestet ( $\Omega_1 = \Omega_2 < \Omega_1$ ). Für  $q = 0.63$  war die Fehlersumme am kleinsten, und die Anpassung an die beobachtete Lichtkurve war auch nicht schlecht, aber  $q$  wanderte zwischen 0.58 und 0.64.

Tabelle 11 : Physikalische Parameter für CX Vir, bestimmt mit dem Wilson-Devinney-Programm (Erklärung der Abkürzungen Tabelle 8). In der letzten Spalte ist zum Vergleich die Lösung von 1975 mit der Voraussetzung, daß das Hauptminimum eine Okkultation darstellt, angegeben.

|                           | Mode 5 (HM = Transit)                 | Mode 3 (HM = Transit)        | HM = Okk.  |
|---------------------------|---------------------------------------|------------------------------|------------|
| $T_1^x$                   | 6250 K (F5)                           | 6250 K                       | 6200       |
| $G_1^x = G_2$             | 1.0                                   | 1.0                          | -          |
| $A_1^x = A_2$             | 1.0                                   | 1.0                          | -          |
| $i$ ( $i_t$ )             | $72.^\circ 95 \pm 0.^\circ 30$ (85.8) | $73.^\circ 34$ (85.3)        | $71^\circ$ |
| $T_2$                     | $(4410 \pm 40)$ K                     | 4359 K                       | (6400)     |
| $q$                       | $0.686 \pm 0.015$                     | 0.630                        | (0.16)     |
| $\Omega_1$                | $3.220 \pm 0.044$                     | $3.101 = \Omega_2$           | -          |
| $L_1^{VBU} / (L_1 + L_2)$ | 0.899, 0.936, $0.962 \pm 0.004$       | 0.912, 0.945, 0.969          | 0.76       |
| $x_1^{VBU}$               | 0.66, 0.73, $0.77 \pm 0.05$           | 0.68, 0.75, 0.79             | (0.6)      |
| $\Sigma$ Res              | 0.037                                 | 0.040                        | -          |
| $\Omega_i$ ( $\Omega_a$ ) | $3.219 = \Omega_2$                    | $3.118$ (2.752) ( $f=0.05$ ) | -          |
| $r_1^{P/S/B//P}$          | 0.387, 0.409, 0.438 / 0.510           | 0.397, 0.421, 0.451          | 0.56       |
| $r_2^{P/S/B//P}$          | 0.325, 0.340, 0.372 / 0.437           | 0.321, 0.336, 0.369          | 0.23       |
| $k / r_1, r_2$            | 0.839 / 0.411, 0.345                  | 0.807 / 0.423, 0.341         | 0.41       |
| $J_k / J_g$               | 0.160, 0.097, 0.056                   | 0.148, 0.089, 0.049          | 1.9        |
| $\Delta T / T_1$          | 0.29                                  | 0.30                         | -          |

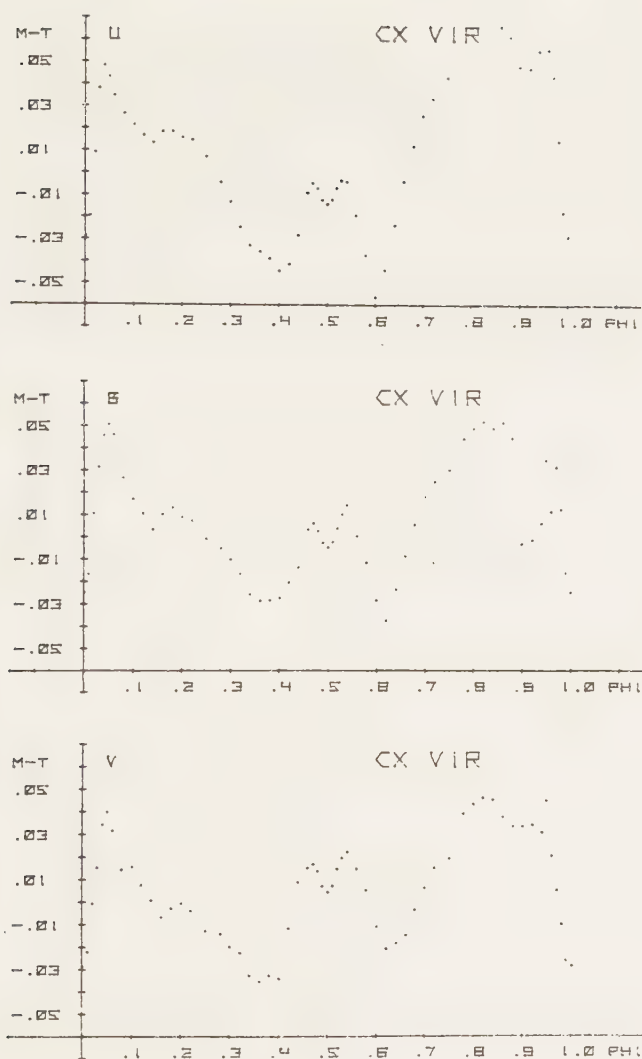


Abbildung 12 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) UB<sub>V</sub>-Lichtkurve von CX Vir. Deutliche Abweichungen treten im zweiten Maximum bei  $\Phi = 0.75$  auf.

Bei der Tabelle der Bahnelemente (Tabelle 11) gibt es eine Diskrepanz zwischen der Lösung von 1975 (mit Hauptminimum = Transit) und der Lösung mit dem Wilson-Devinney-Programm (mit Hauptminimum = Okkultation). Bei so engen Doppelsternsystemen mit einer Radiensumme größer als 0,75 ist es problematisch, wenn man nur eine Lösung mit dem klassischen Russell-Merrill-Modell hat. Hier liefern Programme mit synthetischen Lichtkurven bessere Ergebnisse. Allerdings ist auch da der Unterschied in der Fehlersumme zwischen einem halbgetrennten System, wobei die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen füllt (Mode 5), und einem Kontaktsystem (Mode 3) nicht sehr groß.

So stellt CX Vir ein System dar, das sich knapp an der Grenze zum Kontakt befindet. Die Komponenten weisen einen Temperaturunterschied von 30% auf; die Bedeckung ist partiell.

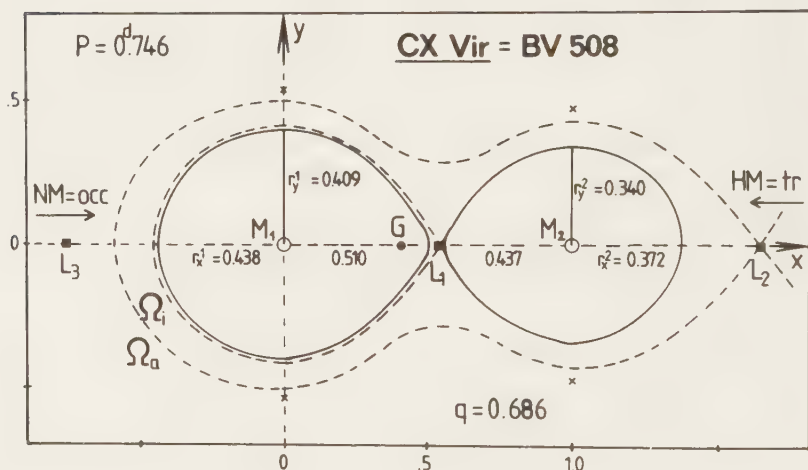


Abbildung 13 : Modell des Bedeckungssystems CX Vir in der Äquatorebene (halbgetrenntes System nahe am Kontakt). (Bezeichnungen wie Abbildung 6).

### 3. PX Car = BV 646

PX Car (= HD 44 863 A2 = CoD -54° 1411 (9<sup>m</sup>6) = CPD -54° 1026 (8<sup>m</sup>8) = BV 646 = CSV 102 509) wurde in Bamberg von Strohmeier (1967) entdeckt; es wurde auch sofort die richtige Periode von  $P = 0.795$  Tagen gefunden. Als Spektraltyp geben Houk und Cowley (1975) A9 IV an, Amman und Mauder dagegen A2; ersteres wird bei Eggen (1978) zitiert. Amman und Mauder (1976) führten lichtelektrische und spektroskopische Messungen bei ESO durch und konnten absolute Massen und Radien ableiten.

Im November 1978 wurden vom Verfasser photoelektrische UVB-Lichtkurven am 50 cm - Teleskop bei ESO in Chile von PX Car aufgenommen, und es gelang, die Phasen ziemlich gut zu überdecken. Pro Farbe konnten 840 Meßpunkte gewonnen werden (siehe Abbildung 14 ).

Tabelle 12 : PX Car und sein Vergleichs- (Comp.) und Check-Stern

| Stern  | CPD           | Spektraltyp | $m_{pg} / m_v$ | $\alpha$ 1978                                  | $\delta$ 1978 | SAO     |
|--------|---------------|-------------|----------------|------------------------------------------------|---------------|---------|
| PX Car | CPD -54° 1026 | A2 oder A9  | 10.2 / 10.2    | 6 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 35 <sup>s</sup> | -54°32' 19"   | 234 458 |
| Comp.  | CPD -54° 1021 | F2          | 10.0 / 9.9     | 6 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 18 <sup>s</sup> | -54°26' 02"   | 234 457 |
| Check  | CPD -54° 1028 | F0          | 8.5 / 8.4      | 6 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup> | -54°20' 30"   | 234 462 |

Die Lichtkurve ist vom Typ EB wegen der deutlich verschiedenen Minima. Wir wissen daher nicht von vornherein, ob es sich um ein Kontaktsystem oder um ein halbgetrenntes System handelt.

Auffallend sind die unterschiedlich hohen Maxima. Im Minimum ist nicht sofort sichtbar, welches Transit und welches Okkultation darstellt; aber es dürfte wohl eher das Nebenminimum die Okkultation bilden.

Tabelle 13 : Amplitude von Haupt- und Nebenminimum und Differenz der Maximumshöhe bei PX Car. Die Werte von 1978 sind aus der Lichtkurve vom Verfasser, die Werte der letzten Spalte sind von Amman und Mauder (1976), aber etwas ungenau, da sie nur aus einer Zeichnung abgelesen wurden.

|                | 1978       |            |            | 1976       |
|----------------|------------|------------|------------|------------|
|                | $\Delta V$ | $\Delta B$ | $\Delta U$ | $\Delta V$ |
| Hauptminimum   | 0.824      | 0.908      | 0.906      | 0.888      |
| Nebenminimum   | 0.415      | 0.423      | 0.407      | 0.438      |
| Max I - Max II | -0.034     | -0.057     | -0.032     | -0.075     |

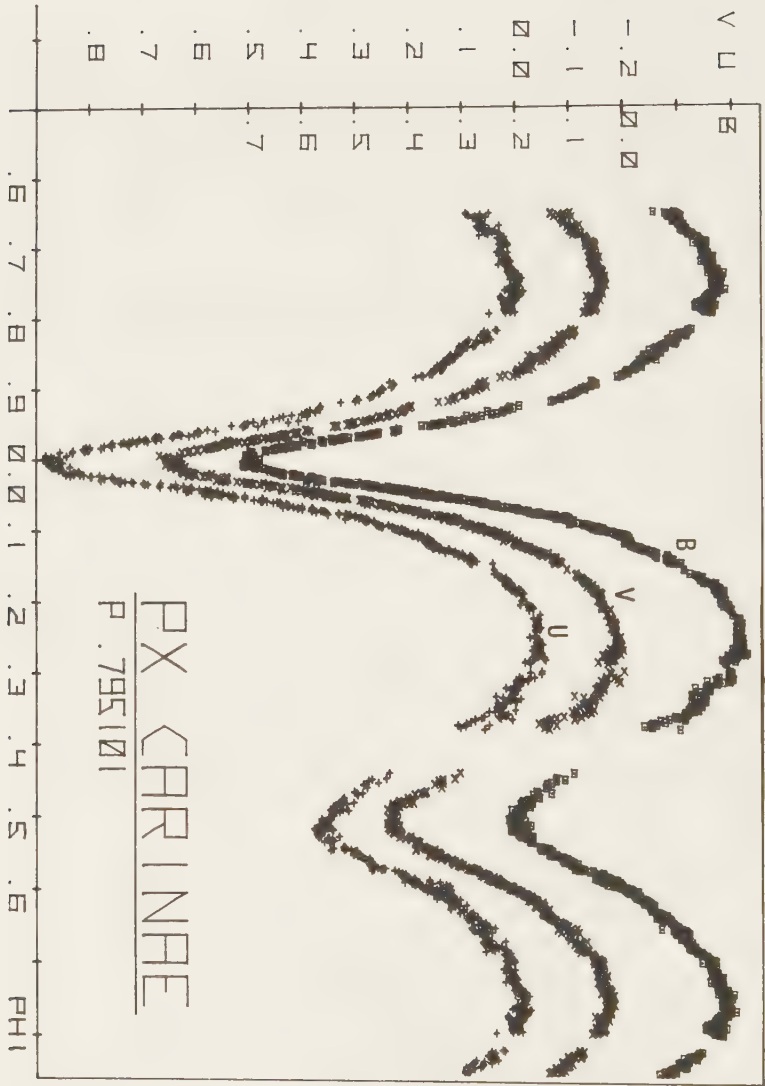


Abbildung 14: UBV-Lichtkurve von PX Car, gemessen vom Verfasser im November 1978 bei ESO in Chile

Aus der Lichtkurve von 1978 ergaben sich vier Haupt- und drei Nebenminima.

Tabelle 14 : Photoelektrische Minima von PX Car aus der Lichtkurve von 1978

| JD            | E       | (O-C)   |
|---------------|---------|---------|
| 244 3815.6693 | 19066   | -0.0014 |
| 244 3826.804  | 19080   | +0.0019 |
| 244 3827.595  | 19081   | -0.0022 |
| 244 3834.7545 | 19090   | +0.0014 |
| 244 3821.6371 | 19073.5 | +0.0032 |
| 244 3825.612  | 19078.5 | +0.0026 |
| 244 3832.765  | 19087.5 | -0.0003 |

Stellt man diese photoelektrischen Minima mit den bisher bekannten Minima von Photoplatten aus Harvard, Sonneberg und Bamberg zu einem (O-C)-Diagramm zusammen, so erkennt man, daß die Periode in den letzten achtzig Jahren konstant ist.

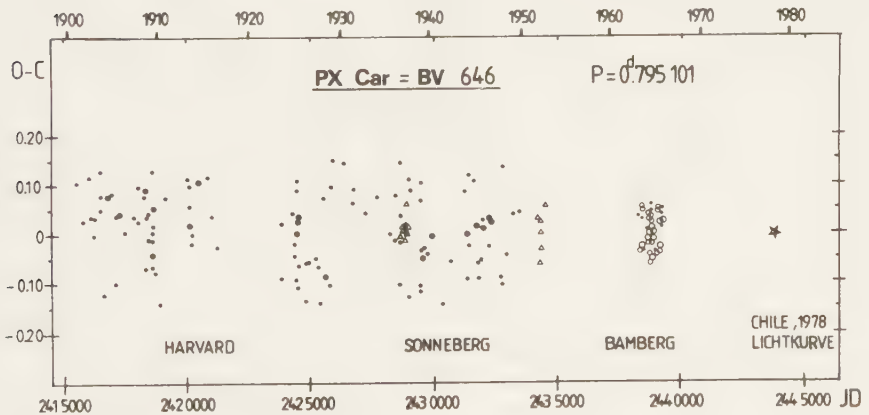


Abbildung 15 : (O-C)-Diagramm für PX Car mit photographischen Minima von Harvard (Punkte), Sonneberg (Dreiecke) und Bamberg (Kreise) und mit photoelektrischen Minima aus der 1978-Lichtkurve (Stern)

### Iterationsverfahren :

Bei der Lösung der Lichtkurve nach der klassischen Russell-Merrill-Methode ergab sich ein äußerst schlechter Schnittpunkt im Nomogramm; daraus ließen sich etwa das Radienverhältnis  $k = 0.87$  und die Leuchtkraft  $L_1 = 0.7$  abschätzen.

Mit diesen Anfangswerten begannen die Rechnungen mit dem Wilson-Devinney-Programm. Die Bearbeitung des Systems gestaltete sich äußerst schwierig. Im ganzen waren 280 Iterationen in den verschiedenen Modes nötig, mit ein, zwei oder drei Lichtkurven in unterschiedlicher Kombination, wobei die Anzahl der Punkte pro Lichtkurve noch geändert wurde. Außer den angegebenen Anfangswerten wurden die Parameter in mehrfach variiert Zusammensetzung getestet, speziell viele Werte für das Massenverhältnis.

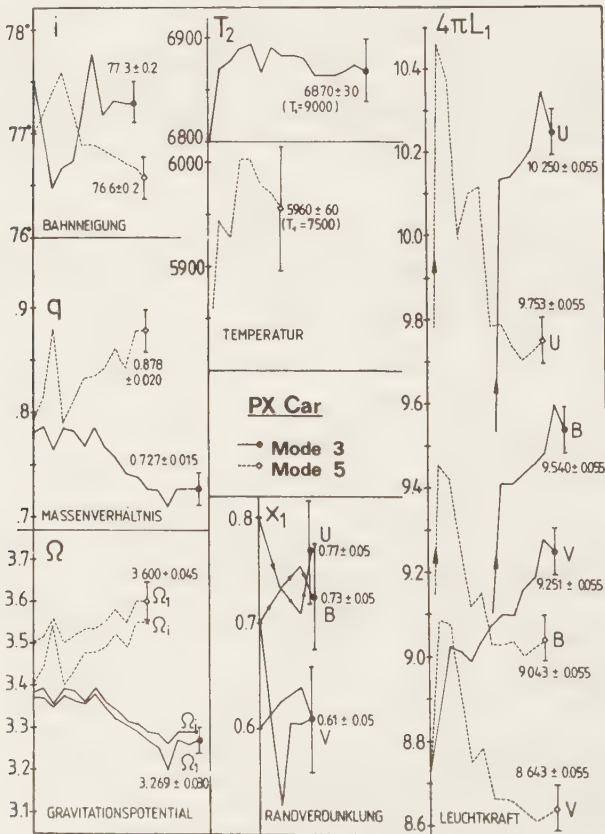


Abbildung 16: Iterationsverfahren für PX Car mit dem Wilson-Devinney-Programm

Mit Mode 0 wurde  $\Omega_1$  immer kleiner als  $\Omega_i$ , obwohl  $\Omega_1$  höchstens gleich  $\Omega_i$  werden darf, und  $\Omega_2$  viel größer als  $\Omega_i$ . Bei Mode 2 wurde  $\Omega_1$  ein wenig kleiner als  $\Omega_i$  und  $\Omega_2$  etwas größer als  $\Omega_i$ . Es kam aber auch der umgekehrte Fall vor. So ließ sich nicht entscheiden, ob eine Lösung mit Mode 4 oder 5 als halbgetrenntes System oder mit Mode 3 als Kontaktsystem sinnvoller ist. Daher wurden alle drei Fälle getestet. Die Fehlersumme bei Mode 4 war — wenn man eine Lichtkurve verwendet — etwas größer als bei Mode 5, falls das Massenverhältnis etwa 0.8 ist; dagegen war es umgekehrt bei  $q = 0.5$ . Am geringsten war die Fehlersumme in Mode 3, sowohl bei  $q = 0.51$  als auch bei  $q = 0.73$ . Allerdings wurden hierbei zwei Parameter mehr variiert, nämlich Gravitationsverdunklung und Albedo, deren Einfluß auf die Lichtkurve aber sehr gering ist. Die besten Ergebnisse sind in Tabelle 15 zusammengestellt.

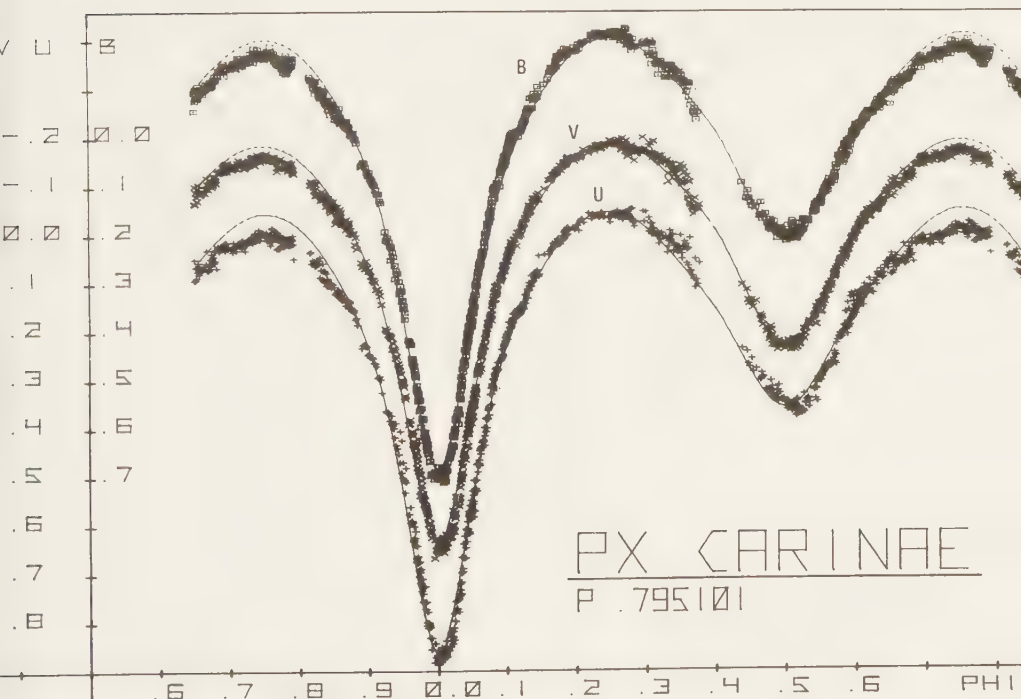


Abbildung 17: Gemessene und theoretische Lichtkurve in UBV für PX Car  
(Lösung in Mode 3 des Wilson-Devinney-Programms mit  $q = 0.51$ )

Tabelle 15: Physikalische Parameter für PX Car :

Vergleich der Ergebnisse von Amman und Mauder (1976) mit den Resultaten der verschiedenen Modes des Wilson-Devinney-Programms. Die mit x gekennzeichneten Parameter wurden nicht angepaßt. Weitere Erklärungen siehe Tabelle 8.

|                              | Amman,<br>Mauder<br>1976 | halbgetrenntes System |                                        | Kontaktsystem                            |                           |
|------------------------------|--------------------------|-----------------------|----------------------------------------|------------------------------------------|---------------------------|
|                              |                          | Mode 4                | Mode 5                                 | Mode 3                                   | Mode 3                    |
| Spektraltyp                  | A2                       | A2                    | A9                                     | A2                                       | A2                        |
| $T_1^x$                      | 9700 K                   | 8995 K                | 7500 K                                 | 9000 K                                   | 9700 K                    |
| $i$ ( $i_1^+$ )              |                          | $81.^\circ 11$        | $76.57 \pm 0.^\circ 20$ ( $89^\circ$ ) | $77.^\circ 30 \pm 0.^\circ 2$ ( $86.8$ ) | $80.^\circ 40$ ( $83.3$ ) |
| $T_2$                        | 7210 K                   | 6806 K                | $5960 \pm 60$ K                        | $6870 \pm 30$ K                          | 7325 K                    |
| $G_1 = G_2$                  |                          | $1.0^x$               | $1.0^x$                                | 0.95                                     | 0.98                      |
| $A_1 = A_2$                  |                          | $1.0^x$               | $1.0^x$                                | 0.80                                     | 0.74                      |
| $q$                          | 0.50                     | 0.525                 | $0.878 \pm 0.020$                      | $0.727 \pm 0.015$                        | 0.512                     |
| $\Omega_1$                   |                          | $= \Omega_1$          | $3.598 \pm 0.045$                      | $3.269 \pm 0.030$                        | 2.843                     |
| $\Omega_2$                   |                          | 2.959                 | $= \Omega_1$                           | $= \Omega_1$                             | $= \Omega_1$              |
| $L_1 / (L_1 + L_2)$          |                          | 0.849                 | .743, .788, .832 $\pm$ .055            | .781, .820, .858                         | .828, .859, .889          |
| $x_1 = x_2$ (VBU)            |                          | $0.5^x$               | .64, .75, .71 $\pm$ .05                | .61, .73, .77                            | .56, .73, .73             |
| $\Sigma$ Res                 |                          | 0.0049                | 0.022                                  | 0.0200                                   | 0.0199                    |
| $r_1^1 P/S/B//P$             | 2.11 Re                  |                       | .361, .379, .406 / .454                | .386, .408, .439                         | .422, .450, .482          |
| $r_2^2 P/S/B//P$             | 1.54 Re                  |                       | .345, .362, .393 / .461                | .333, .349, .382                         | .331, .327, .365          |
| $k / \bar{r}_1, \tau_2$      | 0.73                     |                       | .957 / .381, .366                      | .856 / .410, .354                        | .741 / .450, .334         |
| $J_k / J_g$                  | (0.379)                  |                       | .375, .292, .219                       | .376, .295, .222                         | .378, .299, .227          |
| $\Omega_1$ ( $\Omega_a$ ), f |                          | 2.924                 | 3.549                                  | 3.303 (2.876), 0.05                      | 2.899 (2.594), 0.18       |
| $\Delta T / T_1$             | 0.26                     | 0.25                  | 0.21                                   | 0.24                                     | 0.25                      |

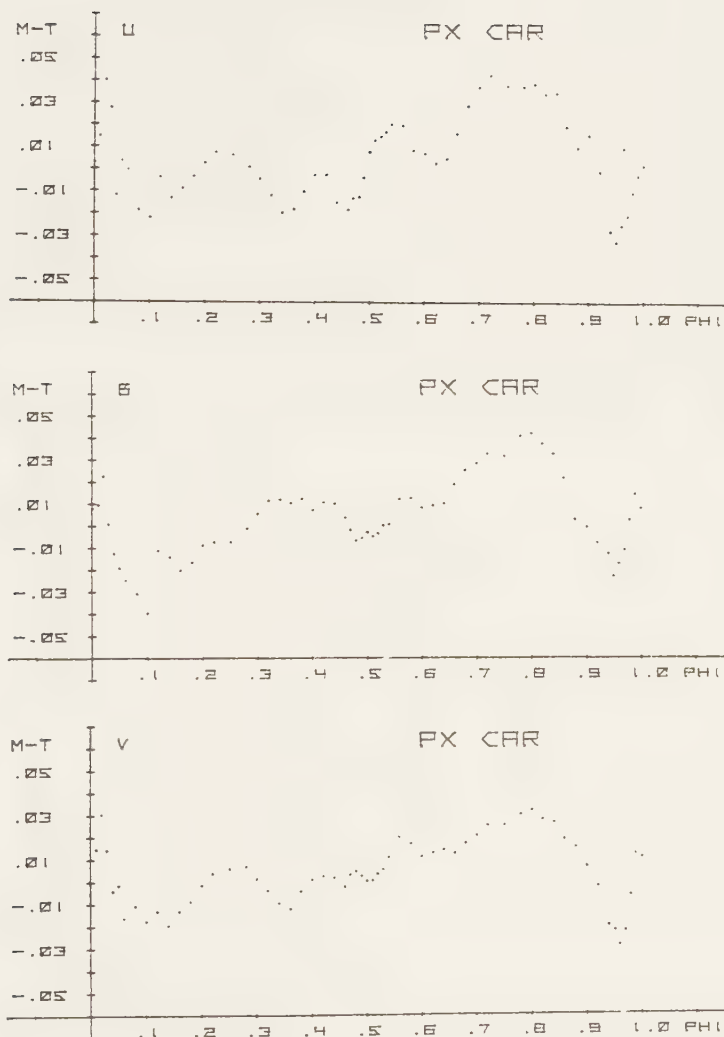


Abbildung 18 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) Lichtkurve für PX Car (Mode 3,  $q = 0.51$ )

Die Entscheidung, ob PX Car ein halbgetrenntes oder ein Kontaktsystem darstellt, ist äußerst schwierig. Mauder (1975) erwähnt PX Car bei engen Doppelsternsystemen, die nicht in Kontakt sind. Weiter meint er, daß es sich bei PX Car weder um einen  $\beta$  Lyrae-Typ noch um ein W UMa-System handelt, daß aber PX Car eng mit der letzten Gruppe verknüpft ist. Amman und Mauder (1976) schreiben dagegen, daß es ein Kontaktsystem sein muß, da man keine photometrische Lösung finden kann, bei der eine der Komponenten unterhalb der Roche-Grenze bleibt. Eggen (1978) weist auf eine Ähnlichkeit von PX Car mit TY Men bezüglich des Farbindex hin. Wenn man die Lichtkurven vergleicht, sieht man bei beiden Systemen ein Hauptminimum, das einen Transit darstellt, und ein höheres erstes Maximum. Auch die vorliegenden Ergebnisse scheinen zu bestätigen, daß PX Car ein Kontaktsystem ist, und zwar mit einem kleinen Grad von Kontakt. Wegen der sehr verschieden tiefen Minima ist es sicher nicht vom Typ W UMa, sondern vielleicht eher ein Kontaktsystem frühen Typs. Eventuell kann man PX Car in gewisser Hinsicht mit BV 845 (Leung und Darland 1978) vergleichen, das auch ein Kontaktsystem mit einem Transit als Hauptminimum und einem deutlich höheren ersten Maximum darstellt mit ähnlichem Spektraltyp, auch mit einem geringen Grad von Kontakt und besonders auch mit einem großen Temperaturunterschied zwischen den Komponenten.

Tabelle 16 : Vergleich der Eigenschaften von PX Car und BV 845

|                       | PX Car  | BV 845  |
|-----------------------|---------|---------|
| Hauptminimum          | Transit | Transit |
| 1. Maximum            | höher   | höher   |
| Spektraltyp           | A2 - A9 | A5      |
| Grad des Kontakts     | 5%, 18% | 4%      |
| Temperaturunterschied | 24, 25% | 45%     |

Die beste Lösung scheint die auch spektroskopisch gesicherte als Kontaktsystem mit einem Massenverhältnis  $q = 0.512$  zu sein. Es liegt eine partielle Bedeckung vor.

In diesem Fall haben die beiden Komponenten 1.76 und 0.90  $M_{\odot}$  und etwa 2.1 und 1.5  $R_{\odot}$  bei Voraussetzung der spektroskopischen Ergebnisse von Amman und Mauder (1976).

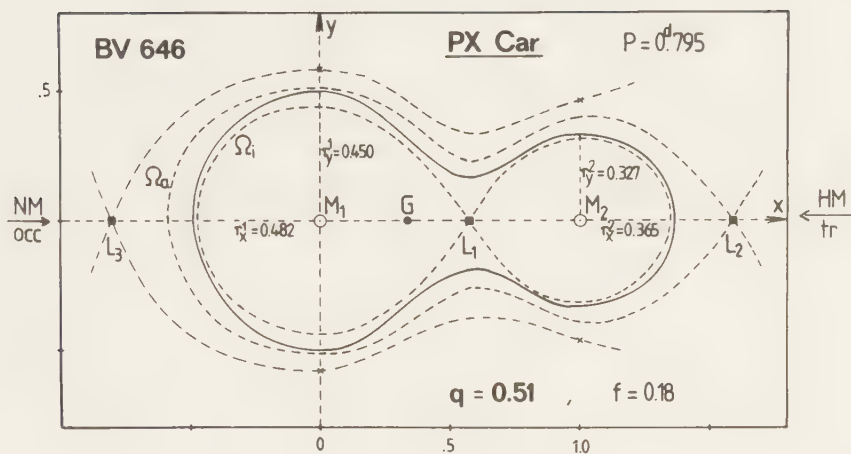


Abbildung 19: Modell des Kontaktsystems PX Car in der Äquatorebene, gezeichnet für die Lösung mit Mode 3 mit  $q = 0.512$  (Erklärung der Bezeichnungen wie Abbildung 6)

II. W UMa-KONTAKTSYSTEME : A-TYPEN

1. TY Men = BV 457

TY Men (= HD 37 909 (A3)(8.5/8.6) = CoD -81° 172 (9.1) = CPD -81° 148 (8.1) = BV 457) wurde von Strohmeier et al. (1964) entdeckt. Die ersten UBV-Lichtkurven stammen von Schöffel und Mauder (1967); dazu wurden Bahnelemente mit der Russell-Merrill-Methode abgeleitet. Weitere Lichtkurven wurden von Austin, DeGeorge und Fleck (1975), danach von Naqvi und Grønbech (1976) und schließlich von Lapasset (1976) beobachtet.

Tabelle 17 : Periode und Anfangsdatum beziehungsweise Minima von TY Men bei verschiedenen Autoren

| AUTOR                  | JD            | P           | Beobachtung  |
|------------------------|---------------|-------------|--------------|
| 1964 Strohmeier et al. | 243 8314.4932 | (0.187 47)  | pg           |
| 1967 Schöffel, Mauder  | 243 9451.459  | 0.461 664   | 1966/67 UBV  |
| 1975 Austin et al.     | 244 1353.986  | 0.461 667   | 1972/74 UBV  |
| 1976 Naqvi, Grønbech   | 244 2054.797  | 0.461 6666  | 1973/74 ubvy |
| 1976 Lapasset          | 244 2054.7961 | 0.461 66602 | 1972/75 UBV  |
| Wolfschmidt            | 244 3814.6700 |             | 1978 UBV     |
|                        | 244 3825.7496 |             |              |
|                        | 244 3817.6725 |             |              |
|                        | 244 3823.6750 |             |              |

Die (O-C)-Werte sind in einem Diagramm zusammengestellt, aber es sind noch zu wenige, und sie überdecken nicht genügend Jahre, um eine Aussage über eventuelle Periodenänderungen machen zu können (Abbildung 20).

Im November 1978 konnte vom Verfasser in La Silla in Chile bei ESO am 50 cm - Teleskop eine UBV-Lichtkurve aufgenommen werden. Als Vergleichs-stern wurde wie bei Schöffel HD 39 197 = SAO 25 84 20 verwendet.

Tabelle 18 : TY Men und sein Vergleichs- (Comp.) und sein Check-Stern

| Stern              | HD | Sp          | $m_v / m_{pg}$  | $\alpha_{1978}$        | $\delta_{1978}$       | CPD |
|--------------------|----|-------------|-----------------|------------------------|-----------------------|-----|
| TY Men = HD 37 909 | A3 | 8.06 / 8.22 | $5^h 28^m 54^s$ | $-81^{\circ} 36' 19''$ | CPD- $81^{\circ} 148$ |     |
| Comp. = HD 39 197  | F5 | 7.7 / 7.24  | $5^h 37^m 45^s$ | $-81^{\circ} 37' 30''$ | CPD- $81^{\circ} 152$ |     |
| Check = HD 41 217  | A2 | 7.6 / 7.5   | $5^h 49^m 17^s$ | $-82^{\circ} 26' 50''$ | CPD- $82^{\circ} 136$ |     |

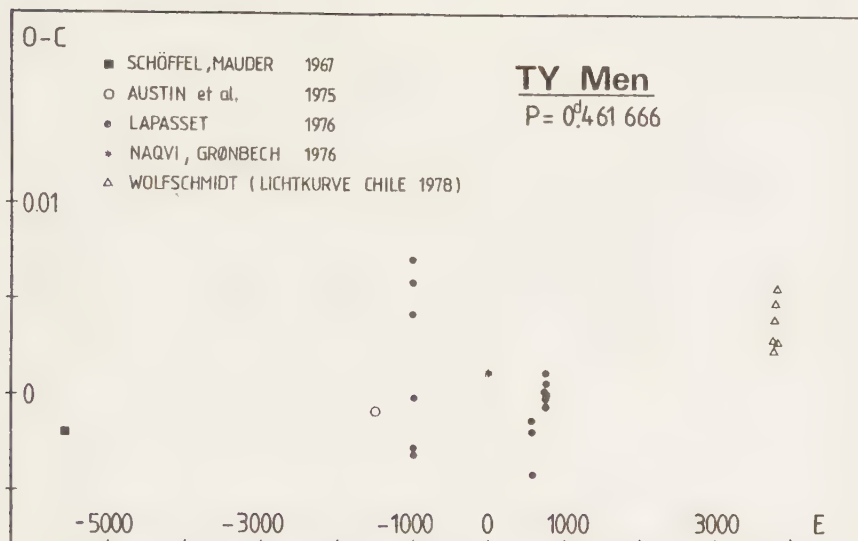


Abbildung 20 : (O-C)-Diagramm von TY Men (23 photoelektrische Minima)

Die Lichtkurve (Abbildung 21) zeigt, daß TY Men ein W UMa-System ist mit einer totalen Okkultation als Nebenminimum.

Tabelle 19 : Amplitude der Minima bei TY Men im Vergleich zu Naqvi et al. (1976)

|              | Naqvi<br>1976 | <u>Lichtkurve 1978 Chile</u> |            |            |
|--------------|---------------|------------------------------|------------|------------|
|              |               | $\Delta V$                   | $\Delta B$ | $\Delta U$ |
| Hauptminimum | 0.450         | 0.443                        | 0.451      | 0.445      |
| Nebenminimum | 0.361         | 0.367                        | 0.361      | 0.361      |

Deutlich fällt bei den Lichtkurven eine Asymmetrie des Hauptminimums auf, ferner die große Differenz in der Höhe der Maxima; Maximum I (nach dem Hauptminimum) ist um einige hundertstel Größenklassen höher.



Abbildung 21 : UBV - Lichtkurve von TY Men, gemessen bei ESO in Chile  
im November 1978 vom Verfasser

Tabelle 20 : Unterschiedliche Höhe der Maxima in V, B, U bei verschiedenen Autoren : Max II - Max I

| Autor                   | $\Delta V (\Delta y)$ | $\Delta B (\Delta b)$ | $\Delta U (\Delta v)$ | $\Delta u$     | Jahr         |
|-------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------|--------------|
| Schöffel, Mauder (1967) | $0.05 \pm 0.01$       | $0.05 \pm 0.01$       | $0.05 \pm 0.01$       |                | 1966/67      |
| Austin et al. (1975)    | 0.05                  | 0.05                  | 0.05                  |                | 1972/74      |
| Naqvi et al. (1976)     | (0.044)<br>(0.056)    | (0.052)<br>(0.068)    | (0.057)<br>(0.078)    | 0.038<br>0.055 | 1973<br>1974 |
| Lapasset (1976)         | 0.036                 | 0.041                 | 0.028                 |                | 1974/75      |
| Wolfschmidt             | 0.070                 | 0.076                 | 0.070                 |                | 1978         |

Naqvi und Grønbech (1976) bieten zur Erklärung des asymmetrischen Hauptminimums und des höheren ersten Maximums ein "Hot-Spot-Modell" an : Sie nehmen an, daß eine heiße Fläche auf dem größeren Stern, der im Hauptminimum bedeckt ist, nach dem Hauptminimum ins Blickfeld kommt. Dahersind der aufsteigende Ast des Hauptminimums und das erste Maximum deutlich nach oben verschoben. Da eine Fläche mit einer höheren Temperatur als die mittlere Oberfläche eine relativ höhere Oberflächenhelligkeit hat, je kürzer die Wellenlänge ist, müßte dieser Effekt der Erhöhung des ersten Maximums anwachsen, wenn man von längeren zu kürzeren Wellenlängen übergeht (von y über b nach v oder von V über B nach U), was bei den Werten von Naqvi auch der Fall ist.

Tabelle 21 : Erhöhung des ersten Maximums bei verschiedenen Wellenlängen bei TY Men

|               | V          | B          | U          |                     |
|---------------|------------|------------|------------|---------------------|
| <u>Max I</u>  | 1.066      | 1.072      | 1.066      | Wolfschmidt         |
| <u>Max II</u> | y<br>1.050 | b<br>1.065 | v<br>1.070 | Naqvi et al. (1976) |

Die Natur dieser heißen Fläche ist ungeklärt. Als mögliche Erklärung schreiben Naqvi und Grønbech, daß Gas mit der Atmosphäre zusammenstößt und sich dabei aufheizt.

### Iterationsverfahren :

Bei TY Men wurde versucht, zuerst beide Hälften der Lichtkurve (das heißt von Phase  $\Phi = 0$  bis 0.5 und von  $\Phi = 0.5$  bis 1.0) getrennt anzupassen, dann beide gleichzeitig. Der Grund liegt in den verschieden hohen Maxima.

Am Anfang wurde mit Mode 1 gerechnet, später mit Mode 3, also unter der Annahme, daß bei dem Kontaktsystem die Temperaturen der beiden Komponenten nicht übereinstimmen. Damit konnte eine bessere Anpassung erreicht werden. Nach einigen Versuchen, wobei die Lichtkurven der drei Farben einzeln verwendet wurden, um den Bereich des Massenverhältnisses zu bestimmen, wurden je zwei Farben zusammen behandelt und schließlich alle drei gleichzeitig, um besonders die Helligkeiten der Komponenten genauer zu bekommen. Zuletzt wurden die nicht so einflußreichen Parameter angepaßt, also die Randverdunklung und die Temperatur der zweiten Komponente, schließlich die Gravitationsverdunklung und die Albedo.

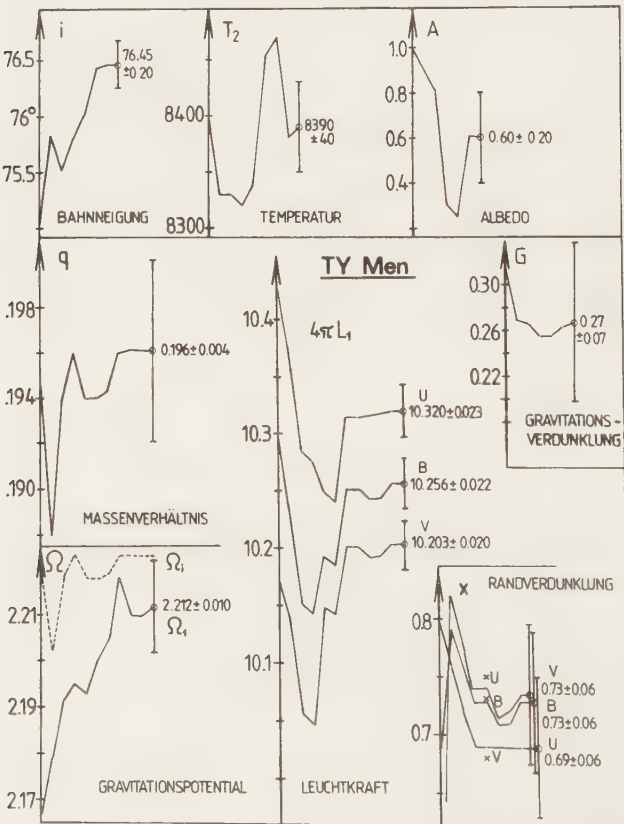
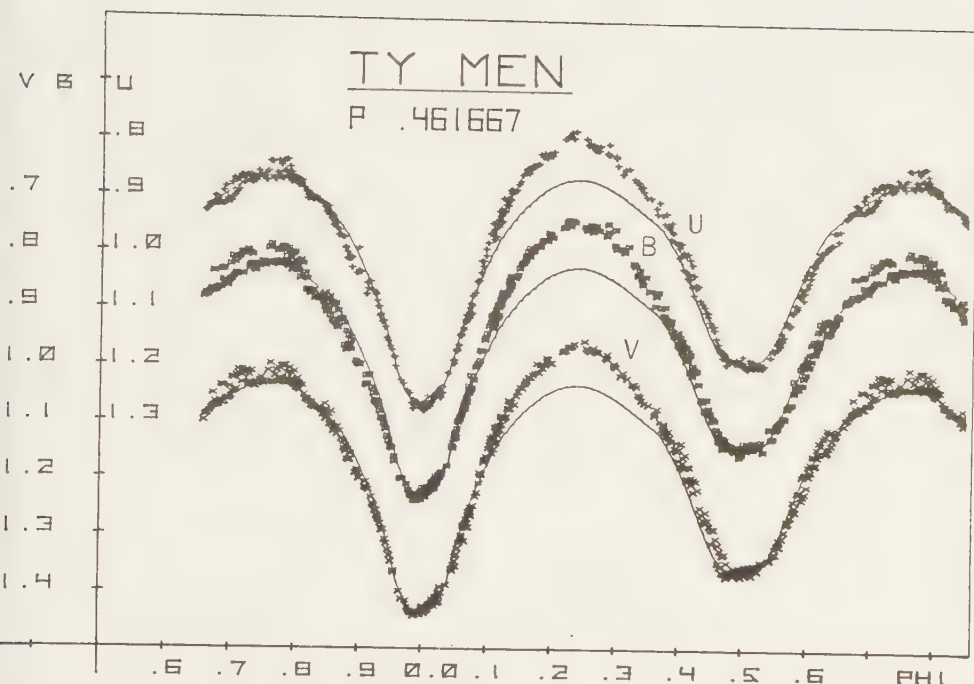


Abbildung 22 : Iterationsverfahren bei TY Men (Mode 3 , Kontakt)



|                            | Schöffel<br>Mauder<br>1967              | LICHTKURVE 1978 CHILE   |                     |                                              |
|----------------------------|-----------------------------------------|-------------------------|---------------------|----------------------------------------------|
|                            |                                         | $\Phi = 0$ bis 0,5      | $\Phi = 0,5$ bis 1. | $\Phi = 0$ bis 1,0                           |
| $T_x$                      |                                         | 8790 K                  | 8790 K              | 8790 K                                       |
| $i$                        | 73. <sup>o</sup> 8 - 74. <sup>o</sup> 5 | 75. <sup>o</sup>        | 75. <sup>o</sup>    | 76. <sup>o</sup> 45 $\pm$ 0. <sup>o</sup> 20 |
| $T_2$                      |                                         | 8510 K                  | 8300 K              | 8390 $\pm$ 40 K                              |
| $G_1$                      |                                         | 0.32 <sup>x</sup>       | 0.325               | 0.270 $\pm$ 0.070                            |
| $A_1$                      |                                         | 1.0 <sup>x</sup>        | 0.947               | 0.60 $\pm$ 0.20                              |
| $q$                        |                                         | 0.210                   | 0.183               | 0.196 $\pm$ 0.004                            |
| $\Omega_1$                 |                                         | 2.167                   | 2.150               | 2.212 $\pm$ 0.010                            |
| $L_1 / (L_1 + L_2)$        | .932, .940, .941                        | .808, .812, .816        | .794, .849, .855    | .835, .840, .846 $\pm$ .002                  |
| $x_1$ VBU                  | .8, .8, .8                              | .6, .7, .8 <sup>x</sup> | .68, .73, .75       | .73, .73, .69 $\pm$ 0.06                     |
| $\Sigma$ Res               |                                         | 0.018                   | 0.013               | 0.0273                                       |
| $P/S/B$                    |                                         |                         |                     |                                              |
| $r_1$                      | .534, .550, .534                        | .505, .557, .587        | .503, .553, .578    | .491, .535, .558                             |
| $r_2$                      | .216, .228, .221                        | .261, .275, .341        | .238, .249, .293    | .234, .244, .279                             |
| $k / \bar{T}_1, \bar{T}_2$ | .405, .415, .413                        | .529 / .549, .290       | .477 / .544, .259   | .477 / .527, .252                            |
| $\Omega_1, \Omega_{av}, f$ |                                         | 2.256, 2.123 / .67      | 2.190, 2.073 / .34  | 2.223, 2.098 / .09                           |
| $J_k / J_g$                | .445, .371, .368                        | .849, .827, .806        | 1.14, .782, .745    | .868, .837, .800                             |

Tabelle 22. : Physikalische Parameter für TY Men  
 Vergleich mit Ergebnissen von Schöffel und Mauder (1967)  
 (Bezeichnungen wie in Tabelle 8)  
 Die mit x gekennzeichneten Parameter wurden nicht angepaßt.

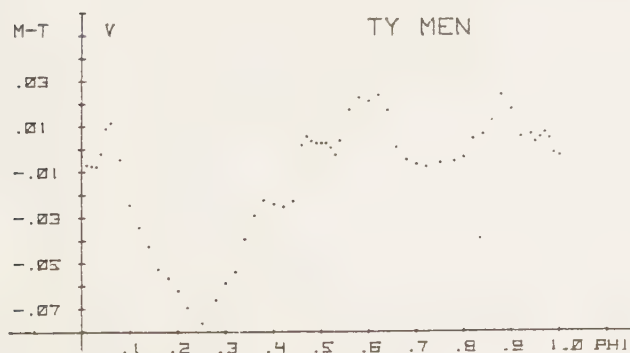
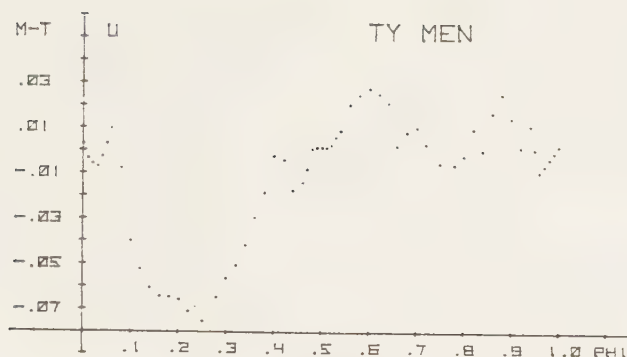


Abbildung 24 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T)  
UBV-Lichtkurve bei TY Men

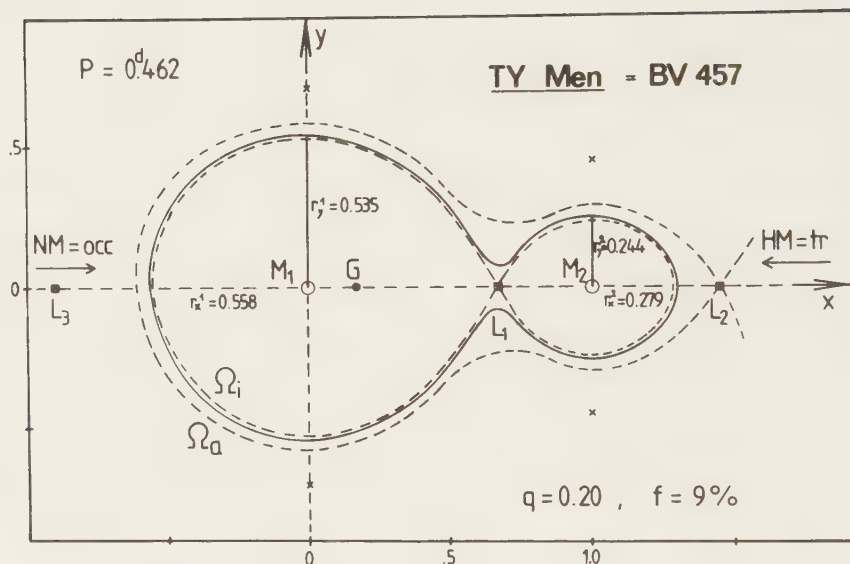


Abbildung 25 : Modell des W UMa-Systems TY Men (A-Typ) in der Äquatorebene (Bezeichnungen wie bei Abbildung 6)

Der Grad des Kontakts ist bei Bearbeitung der vollständigen Lichtkurve ziemlich gering, anders als sonst bei A-Typen.

Der Wert der Albedo  $A = 0.6$  kommt in die Nähe des von Rucinski (1974) vorgeschlagenen Wertes für Kontaktsysteme von 0.05. Auch die Gravitationsverdunklung  $G = 0.27$  paßt zu dem von Lucy (1967) angegebenen Wert für konvektive Hüllen.

## 2. UZ Oct = BV 421

UZ Oct (= CoD  $-85^{\circ}47$  ( $8.^m8$ ) = CPD  $-85^{\circ}55$  ( $8.^m6$ ) = BV 421) wurde von Strohmeier (1964a und b) entdeckt. Eine Untersuchung der Bamberger Photoplaten in Verbindung mit den Minima von Köhler und Schöffel (1965) und den photoelektrischen Minima von Castore de Sisteró (1974) und aus der Lichtkurve von 1978 ergab keine Periodenänderung.

Tabelle 23: Minima, Epochen und (O-C)-Werte von UZ Oct aus der UBV-Lichtkurve von 1978

| JD           | E      | (O-C)   |
|--------------|--------|---------|
| 244 3820.694 | 1477   | -0.0035 |
| 244 3820.696 | 1477   | -0.0015 |
| 244 3816.674 | 1473.5 | -0.0008 |
| 244 3824.718 | 1480.5 | -0.0022 |
| 244 3824.717 | 1480.5 | -0.0032 |

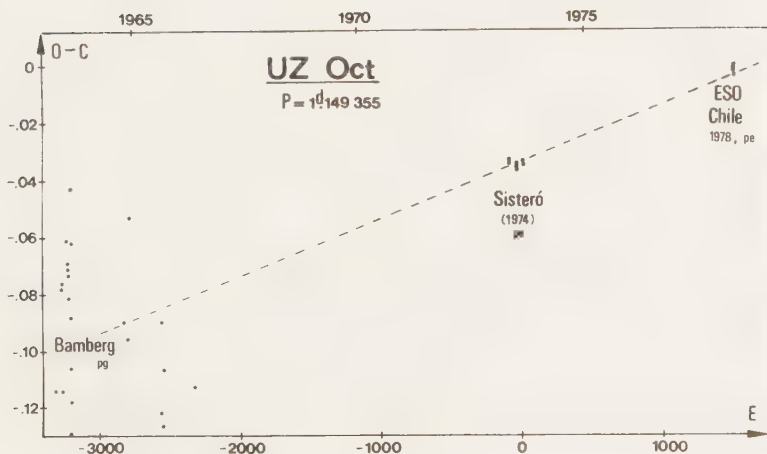


Abbildung 26: (O-C)-Diagramm von UZ Oct mit photographischen und neueren photoelektrischen Minima

Mit Hilfe des (O-C)-Diagramms konnte die Periode mit Einbeziehung der photographischen und der photoelektrischen Minima auf  $P = 1^d 149 375$  verbessert werden.

Im November 1978 konnte in La Silla in Chile mit dem 50 cm - Teleskop von ESO eine UBV-Lichtkurve von UZ Oct vom Verfasser aufgenommen werden (700 Meßpunkte pro Farbe). Als Vergleichssterne diente CoD -85°49, der einen ähnlichen (B-V)-Wert wie der Veränderliche aufweist.

Tabelle 24 : UZ Oct und sein Vergleichs- (Comp.) und Check-Stern

| Stern  | Katalog-Nr.                          | V   | B-V  | U-B  | $\alpha_{1978}$                                | $\delta_{1978}$ |
|--------|--------------------------------------|-----|------|------|------------------------------------------------|-----------------|
| UZ Oct | CoD -85°47 (8.8)<br>CPD -85°55 (8.6) | 9.4 | 0.5  | 0.0  | 4 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 23 <sup>s</sup> | -84°51'04"      |
| Comp.  | CoD -85°49 (9.3)<br>CPD -85°60 (9.0) | 9.5 | 0.52 | -0.2 | 4 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 23 <sup>s</sup> | -85°14'26"      |
| Check  | SAO 25 83 90<br>CPD -85°54 (9.3)     | 9.2 |      |      | 4 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 55 <sup>s</sup> | -85°01'58"      |

Aus der Lichtkurve sehen wir, daß UZ Oct ein W UMa-System darstellt mit einer totalen Okkultation als Nebenminimum, also ein A-Typ; die totale Phase dauert 1.1 Stunden. Auffallend ist die äußerst lange Periode für ein W UMa-System.

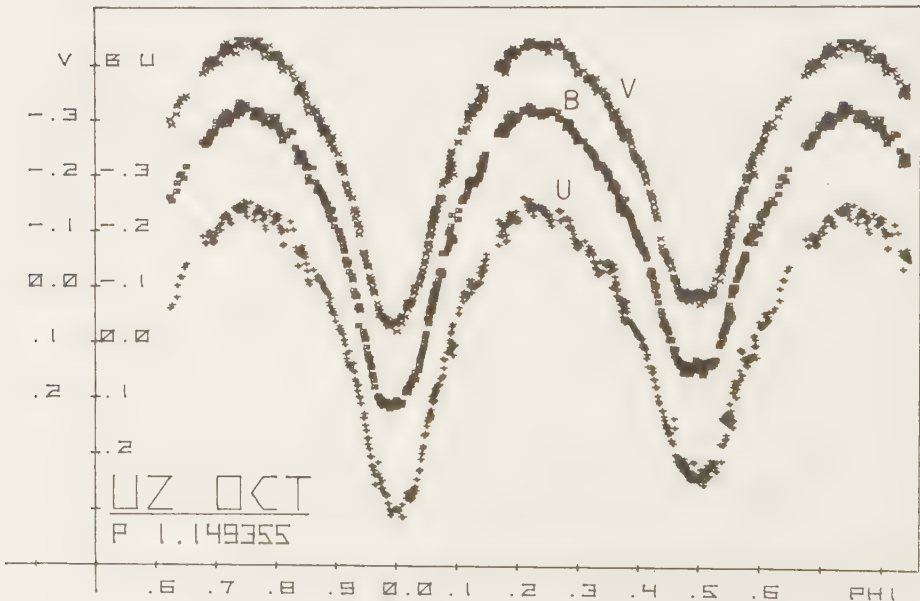


Abbildung 27 : UBV - Lichtkurve von UZ Oct , beobachtet vom Verfasser im November 1978 bei ESO in Chile

Tabelle 25: Amplitude in Haupt- und Nebenminimum und Differenz in der Maximumshöhe bei UZ Oct und Vergleich mit Werten von C. de Sisteró (1974); (die Helligkeiten sind in Größenklassen angegeben)

| Autor            | <u>Hauptminimum</u> |            |            | <u>Nebenminimum</u> |            |            | <u>Max I - Max II</u> |            |            |
|------------------|---------------------|------------|------------|---------------------|------------|------------|-----------------------|------------|------------|
|                  | $\Delta V$          | $\Delta B$ | $\Delta U$ | $\Delta V$          | $\Delta B$ | $\Delta U$ | $\Delta V$            | $\Delta B$ | $\Delta U$ |
| Sisteró (1974)   | .525                | .555       | .545       | .465                | .480       | .475       | -                     | -          | -          |
| Lichtkurve, 1978 | .508                | .536       | .548       | .458                | .463       | .484       | -.001                 | -.001      | -.003      |

Es ist eine leichte Asymmetrie in der Lichtkurve von UZ Oct zu bemerken, und zwar ist der Aufstieg vom Hauptminimum ins erste Maximum steiler als der Abstieg, und außerdem ist das erste Maximum etwas höher. Auch Castore de Sisteró (1979) weist darauf hin und nennt als Ursache analog zu TY Men einen heißen Fleck auf dem größeren Stern, der nach der Bedeckung im Hauptminimum durch den kleinen Stern sichtbar wird. Aber man muß betonen, daß dieser Effekt bei UZ Oct im Vergleich zu TY Men kaum ausgeprägt ist. Es mag sein, daß die Höhe der Maxima zeitlich veränderlich ist. Sonst sind die Lichtkurven von Sisteró (1979), gemessen 1973/ 77, der vorliegenden von 1978 sehr ähnlich, zum Beispiel in den Amplituden, in der Asymmetrie des Hauptminimums und in der Dauer der konstanten Phase. Das zeigt, daß die Lichtkurve in ihrer Form relativ konstant sein dürfte, wie es bei A-Typen gewöhnlich erwartet wird; Wilson (1978) zum Beispiel forderte, daß sich A-Typen in einem Gleichgewichtszustand befinden; dies kann hier auch bezüglich der Konstanz der Periode bestätigt werden.

#### Iterationsverfahren :

Zuerst erfolgte eine Auswertung der visuellen Lichtkurve allein mit dem Wilson-Devinney-Programm. Als Anfangswerte wurden Bahnelemente nach dem Russell-Merrill-Modell abgeschätzt. Die Darstellung der Iterationen und die Ergebnisse mit und ohne Berücksichtigung der Gravitationsverdunklung und der Albedo sind bei Wolfschmidt (1979) zu finden.

Nun wurden mehrere Werte für das Massenverhältnis zwischen 0.05 und 0.9 angenommen. Das Minimum der Fehlersumme für  $q$  lag zwischen 0.2 und 0.3. Dieser Bereich wurde noch genauer untersucht (Abbildung 28).

Es ergab sich schließlich bei Verwendung von zwei und drei Lichtkurven ein Wert von  $q = 0.23$ .

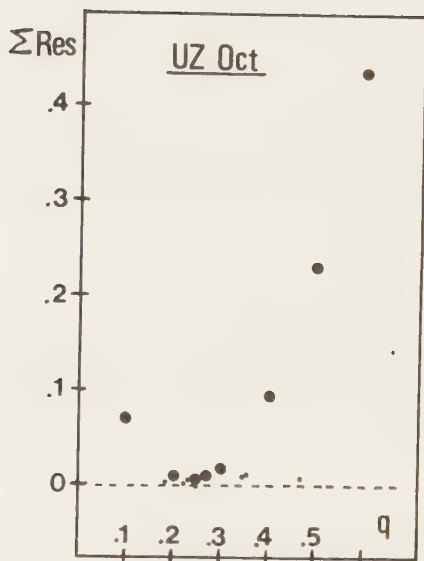


Abbildung 28 :

Minimum der Fehlersumme ( $\Sigma \text{Res}$ ) beim Massenverhältnis  $q = 0.23$

(dicke Punkte : berechnete Fehlersumme, dünne Punkte : vorhergesagte Fehlersumme nach Anbringung der Korrektur an die Parameter)

Abbildung 29 :  
Iterationsverfahren  
für UZ Oct  
(Mode 1 und 3)

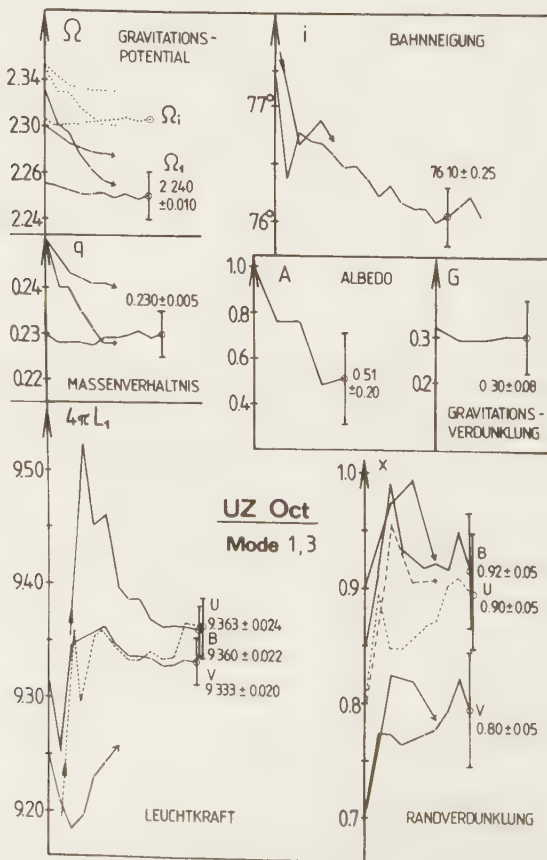




Abbildung 30 : Gemessene und theoretische UB - Lichtkurve für UZ Oct

Tabelle 26 : Physikalische Parameter von UZ Oct , gewonnen mit dem Wilson-Devinney- Programm, verglichen mit Werten von C. de Sisteró et al. (1979); (weitere Erklärungen wie Tabelle 8)

|                            | Wolfschmidt (1979)<br>V - Lichtkurve<br>Mode 1 | UBV - Lichtkurve (1978)<br>Mode 3 | C. de Sisteró et al. (1979)<br>UBV - Lichtkurve (1973/77)<br>(Russell-Merrill) |
|----------------------------|------------------------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|
| $T_1^x$                    | 5900 K                                         | 5900 K (F8)                       | (F 7-8)                                                                        |
| $i$ ( $i_1$ )              | $77.0 \pm 1.0$ (75.5)                          | $76.05 \pm 0.25$ (75.6)           | $73.28 \pm 0.65$ (71.2)                                                        |
| $T_2$                      | 5900 K $x$                                     | $5874 \pm 20$ K                   | -                                                                              |
| $G_1$                      | $0.75 \pm 0.20$                                | $0.30 \pm 0.08$                   | -                                                                              |
| $A_1$                      | $0.44 \pm 0.20$                                | $0.51 \pm 0.20$                   | -                                                                              |
| $q$                        | $0.25 \pm 0.01$                                | $0.230 \pm 0.005$                 | (0.20)                                                                         |
| $\Omega_1$                 | $2.33 \pm 0.04$                                | $2.240 \pm 0.010$                 | -                                                                              |
| $L_1 / (L_1 + L_2)$        | $0.79 \pm 0.01$                                | .785, .786, .787 $\pm$ .002       | .883, .791, .791                                                               |
| $x_1$ VBU                  | $0.76 \pm 0.06$                                | .80, .92, .90 $\pm$ .05           | .4, .6, .8 $x$                                                                 |
| $\Sigma$ Res               | 0.0036                                         | 0.012                             | -                                                                              |
| $\Omega_1, \Omega_a / f$   | $2.35, 2.20 / 0.15$                            | $2.306, 2.160 / 0.45$             | -                                                                              |
| $r_1^P / S/B$              | $(0.515 \pm 0.013)$                            | .492, .538, .566                  | $a=.662, b=.580$                                                               |
| $r_2^P / S/B$              | $(0.265 \pm 0.015)$                            | .259, .272, .322                  | $a=.294, b=.257$                                                               |
| $k / \bar{r}_1, \bar{r}_2$ | .515                                           | .534 / .531, .283                 | .444                                                                           |
| $j_k / j_g$                | 1.004                                          | .962, .954, .947                  | .672, 1.34, 1.34                                                               |
| $\Delta T / T_1$           | 0                                              | 0.0044                            | -                                                                              |

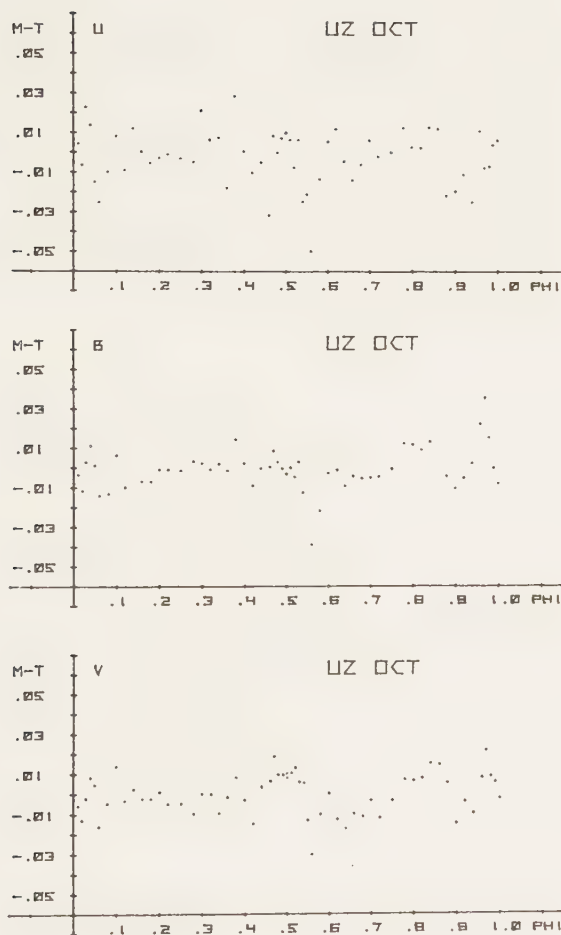


Abbildung 31 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) (Wilson -Devinney-Programm) Lichtkurve für UZ Oct

Mit dem Wilson-Devinney-Programm wurde der größte Teil in Mode 1 gerechnet, am Schluß auch mit Mode 3. Es ergab sich eine sehr kleine Temperaturdifferenz von 0.4% zwischen den Komponenten. Diese praktisch gleiche Temperatur wird für A-Typen erwartet. Auch die Werte von Gravitationsverdunklung und Albedo passen sehr gut zu den theoretischen für Energietransport durch Konvektion. Alle Ergebnisse, auch die Ende 1979 von C. de Sisteró et al. nach Russell-Merrill ausgewerteten, sind in folgender Tabelle vergleichend dargestellt. Die Übereinstimmung von gemessener und theoretischer Lichtkurve ist ausgezeichnet.

Die Ergebnisse für Massenverhältnis, Bahnneigung, Leuchtkraft und Radien in Tabelle 26 ist ausgezeichnet. Auffallend bei UZ Oct ist der große Grad von Kontakt (fill-out-parameter  $f = 0.45$ ); das System liegt also ziemlich genau in der Mitte zwischen innerer und äußerer Kontaktfläche des Roche-Modells.

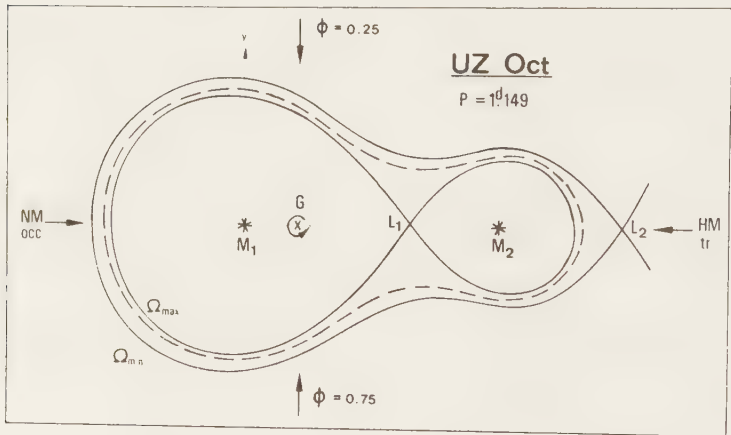


Abbildung 32 : Modell von UZ Oct in der Äquatorebene  
(Erklärungen wie Abbildung 6)

### 3. AD Phe = BV 1260

AD Phe (= CoD  $-40^{\circ}288$  (9<sup>m</sup>5) = CPD  $-40^{\circ}117$  (9<sup>m</sup>.9) = S 7148 = CSV 5906 = BV 1260) wurde von Gessner (1963) in Sonneberg entdeckt; Strohmeier et al. (1969) leiteten eine Periode von  $P = 0.613$  Tagen ab. Ein Spektraltyp ist nicht bekannt.

Aus den photoelektrischen UBV - Messungen von Rahe im November 1976 in Sutherland / Südafrika ergab sich allerdings als neue Periode  $P = 0.379\ 911$  Tage. Bei der Untersuchung der Periode im (O-C)-Diagramm mit 48 photographischen Minima (Harvard, Sonneberger und Bamberger Photoplatten) und fünf photoelektrischen Minima aus der Lichtkurve stellte sich heraus, daß das System keine Periodenänderung aufweist. Mit der Steigung der Geraden im (O-C)-Diagramm läßt sich die Periode auf  $P = 0.379\ 931$  Tage verbessern (Abbildung 33).

Tabelle 27 : Neue photographische (Bamberg) und photoelektrische Minima für AD Phe

| MINIMA                          |                                 |
|---------------------------------|---------------------------------|
| pg<br>Bamberger<br>Photoplatten | pe<br>Lichtkurve<br>1976, Chile |
| 244 0628.9292                   | 244 3084.4107                   |
| 244 0509.6569                   | 244 3089.3487                   |
| 244 0526.9514                   | 244 3092.3900                   |
| 244 0453.7871                   |                                 |
| 244 0469.7607                   | 244 3083.4608                   |
| 244 0589.0417                   | 244 3090.3000                   |
| 244 0451.1563                   |                                 |
| 244 0067.2257                   |                                 |
| 244 0530.3479                   |                                 |
| 244 0600.9847                   |                                 |

Bei den photoelektrischen Messungen im November 1976 wurden HD 6869 und gelegentlich HD 10 167 als Vergleichssterne verwendet.

Tabelle 28 : AD Phe und seine zwei Vergleichssterne

| Stern                   | V      | (B-V) | (U-B) | $\alpha_{1976}$ | $\delta_{1976}$      |
|-------------------------|--------|-------|-------|-----------------|----------------------|
| AD Phe = BV 1260        | (10.3) | 0.60  | 0.06  | $1^h15^m35^s$   | $-39^{\circ}49'54''$ |
| HD 6869 (A5) (7.22/7.7) | 6.89   | 0.29  | 0.05  | $1^h04^m06^s$   | $-47^{\circ}12'00''$ |
| HD 10167(F0) (6.82/7.4) | 6.67   | -     | -     | $1^h34^m36^s$   | $-43^{\circ}26'00''$ |

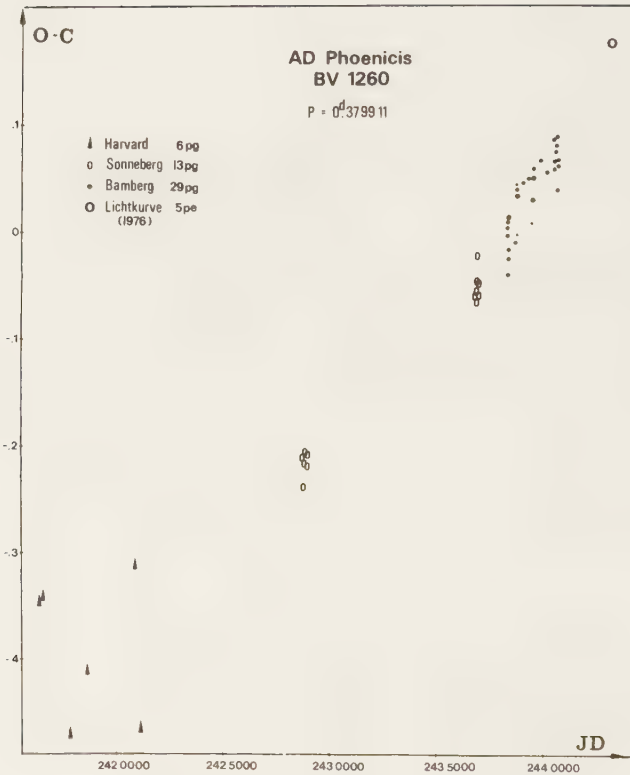


Abbildung 33 : (O-C)-Diagramm für AD Phe mit photographischen und photoelektrischen Minima (Tabelle 27 und Gessner et al. (1969, 1975))

Die Lichtkurve von AD Phe weist äußerst typische Merkmale eines W UMa-Systems auf; besonders die fast exakt gleich tiefen Minima machen eine Entscheidung zwischen Haupt- und Nebenminimum nicht so leicht (Abbildung 34). Es läßt sich auch nicht ohne weiteres feststellen, ob es sich um einen A- oder W-Typ handelt, weil keine totale Bedeckung erkennbar ist.

Tabelle 29 : Amplitude der Minima und Differenz in den Maxima bei AD Phe

|                 | $\Delta V$ | $\Delta B$ | $\Delta U$ |
|-----------------|------------|------------|------------|
| Hauptminimum    | 0.511      | 0.532      | 0.552      |
| Nebenminimum    | 0.497      | 0.523      | 0.543      |
| Max I    Max II | 0          | -0.008     | -0.021     |

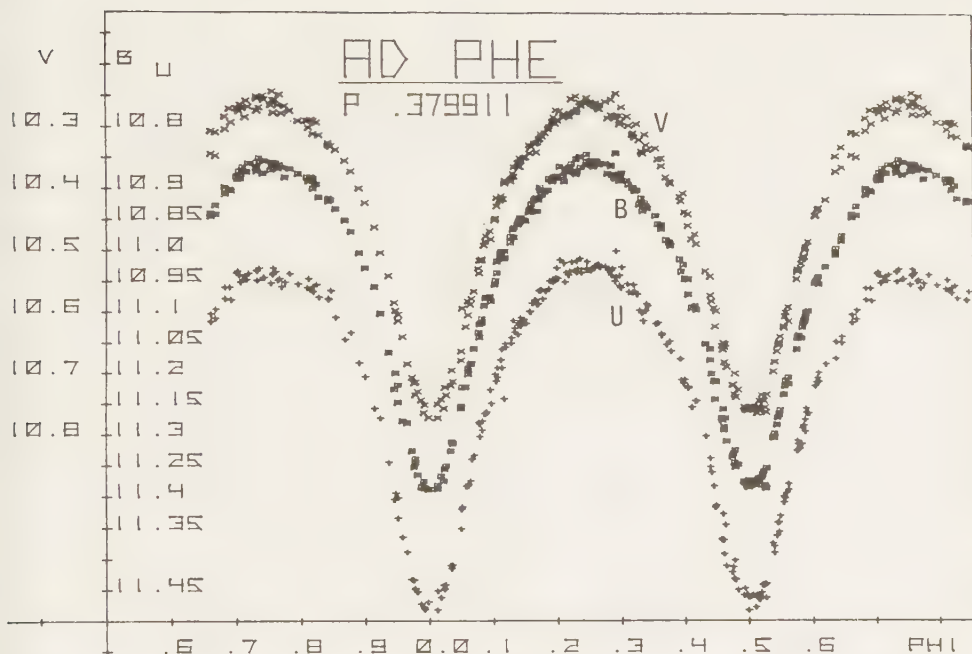


Abbildung 34: UBV-Lichtkurve von AD Phe, gemessen von Rahe 1976 in Südafrika

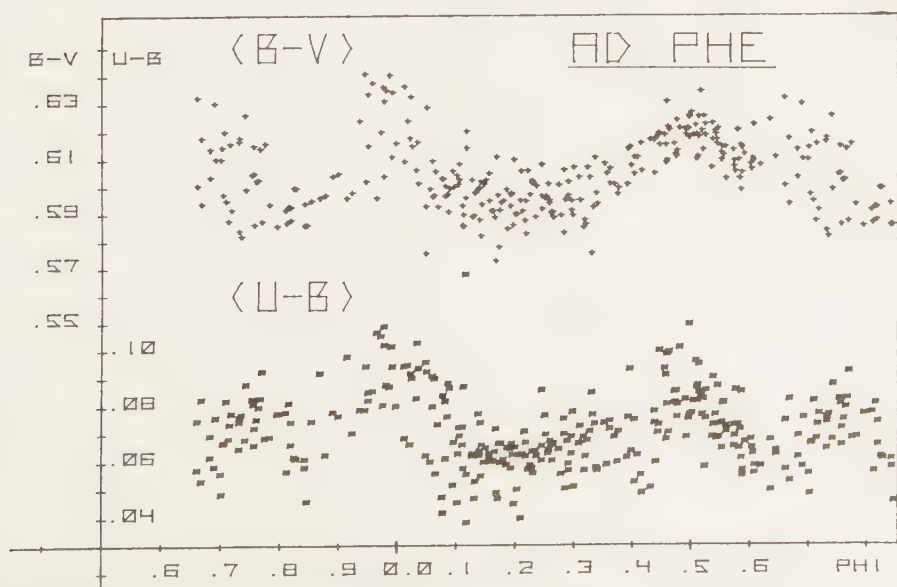


Abbildung 35: (B-V)- und (U-B) -Kurve für AD Phe

Bei der B- und U-Kurve ist Maximum I (nach dem Hauptminimum) um  $0^m.01$  beziehungsweise  $0^m.02$  höher, ähnlich wie bei vielen W UMa-Systemen. Bei den (B-V)- und (U-B)-Kurven ist eine deutliche Rötung in den Minima erkennbar (Abbildung 35). Dies ist zum Teil erklärbar durch den Reflexions-effekt. Aus dem (B-V)-Wert läßt sich mit Eggens (1961) Temperatur-Farb-Beziehung :

$$\lg T_{\text{eff}} = 3.97 - 0.31 (B-V) \quad (15)$$

die Temperatur zu  $T_1 = 6000$  K abschätzen.

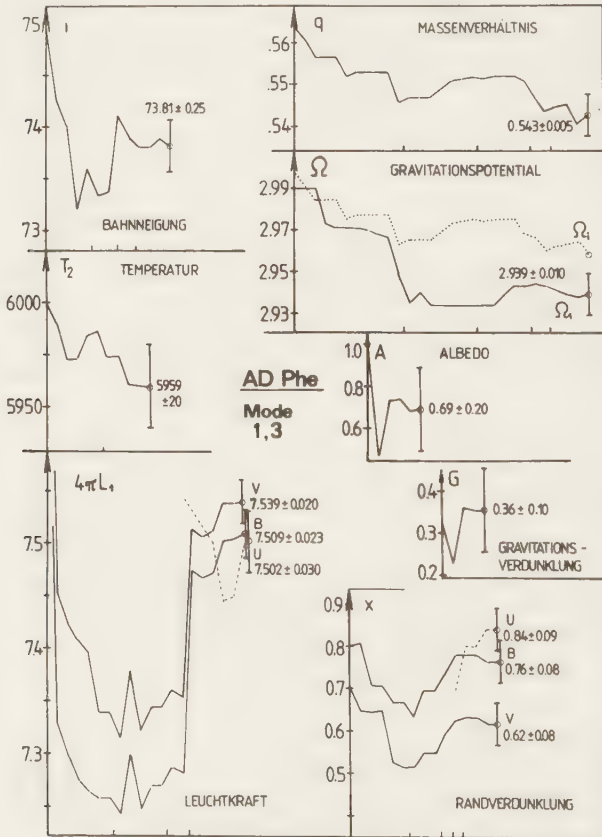


Abbildung 36 : Iterationsverfahren für AD Phe; (die Markierungen auf der "x-Achse" deuten einen Wechsel in der Anzahl der Lichtkurven an oder einen Wechsel von Mode 1 zu Mode 3 )

Iterationsverfahren :

Die Auswertung mit dem Wilson-Devinney-Programm gestaltete sich äußerst langwierig. Es wurden beide Fälle, also Hauptminimum = Transit mit  $q < 1$  und Hauptminimum = Okkultation mit  $q > 1$ , untersucht. Dabei konnten Minima der Fehlersumme bei etwa  $q = 0.4, 0.5, 0.9, 1.06, 1.5$  gefunden werden. Zunächst waren bei den Fällen von  $q < 1$  immer Haupt- und Nebenminimum vertauscht bei Rechnungen im Mode 1; dies konnte aber dann im Mode 3 durch eine kaum nennenswerte Temperaturdifferenz zwischen den Komponenten ausgeglichen werden. Schließlich bekam der Wert für  $q = 0.54$  die kleinste Fehlersumme. Die Konvergenz war gut, und die Anpassung an die Lichtkurve ist mit Abstand am besten von allen bearbeiteten Lichtkurven; dies liegt zum Teil auch an der nicht allzu großen Differenz der Helligkeit in den Maxima im Vergleich etwa zu TY Men oder AC Boo. Die endgültigen Ergebnisse für AD Phe sind in folgender Tabelle zusammengestellt (Tabelle 30).

Tabelle 30 : Physikalische Parameter von AD Phe, abgeleitet mit dem Wilson-Devinney-Programm (Mode 3)

|                          |                                       |
|--------------------------|---------------------------------------|
| $T_1^x$                  | 6000 K                                |
| i ( $i_f$ )              | $73.^\circ 81 \pm 0.^\circ 25$ (83.9) |
| $T_2$                    | $(5960 \pm 20)$ K                     |
| $G_1$                    | $0.36 \pm 0.10$                       |
| $A_1$                    | $0.69 \pm 0.20$                       |
| q                        | $0.543 \pm 0.005$                     |
| $\Omega_1$               | $2.939 \pm 0.010$                     |
| $L_1 / (L_1 + L_2)$      | 0.644, 0.646, $0.648 \pm 0.002$       |
| $x_1$ VBU                | 0.62, 0.77, $0.84 \pm 0.05$           |
| $\Sigma$ Res             | 0.0067                                |
| $\Omega_i, \Omega_a / f$ | 2.958, 2.636 / 0.058                  |
| $r_1$ P/S/B              | 0.410, 0.436, 0.465                   |
| $r_2$ P/S/B              | 0.309, 0.324, 0.358                   |
| $k / r_1, r_2$           | 0.755 / 0.436, 0.329                  |
| $J_k / J_g$              | 0.970, 0.961, 0.953                   |
| $\Delta T / T_1$         | 0.007                                 |

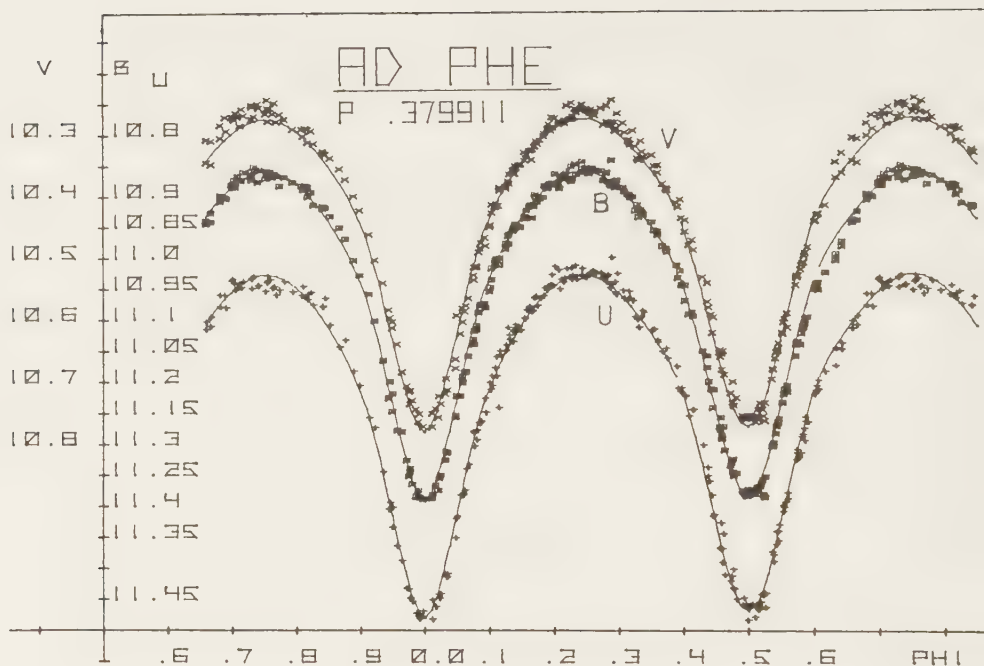


Abbildung 37: Gemessene Lichtkurve von AD Phe mit theoretischer Lichtkurve aus dem Wilson-Devinney-Programm (Mode 3)

An den Ergebnissen von AD Phe fällt auf einmal die ziemlich große Helligkeit der ersten Komponente ( $L_1 = 0.65$ ), zum anderen die praktisch gleiche Temperatur der Sterne. Außerdem muß man auf den sehr kleinen Grad von Kontakt hinweisen, der bei A-Typen nicht so häufig ist. Es handelt sich um eine partielle Bedeckung, der Grenzwinkel für Totalität liegt bei  $83^{\circ}2$ . Die Werte für Gravitationsverdunklung und Albedo passen ziemlich gut zu den theoretischen von 0.32 und 0.5. Außerdem sollte man nochmals betonen, daß die Summe der Residuen außergewöhnlich klein ist.

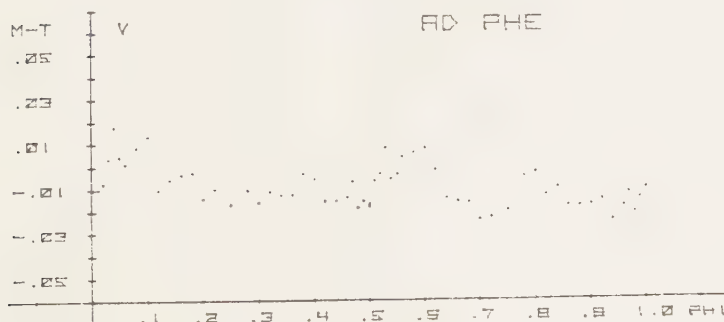
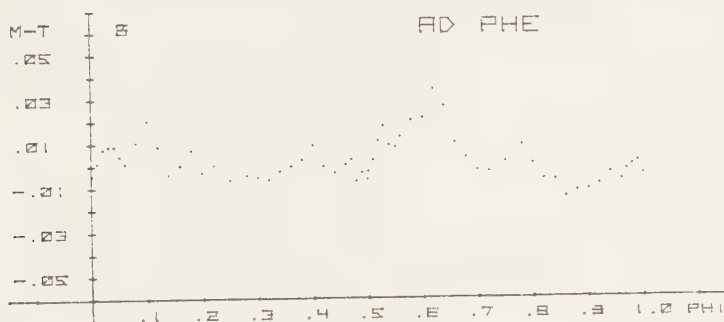
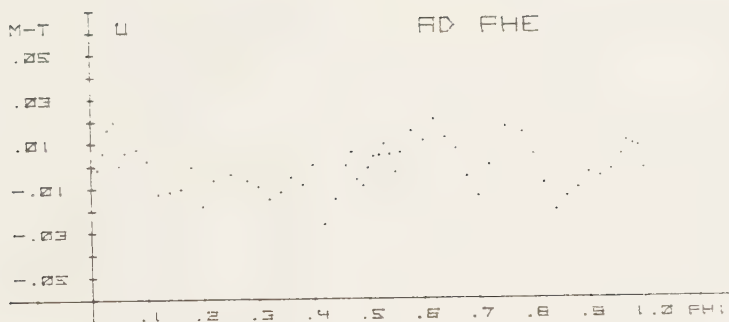


Abbildung 38: Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) Lichtkurve von AD Phe in U, B, V

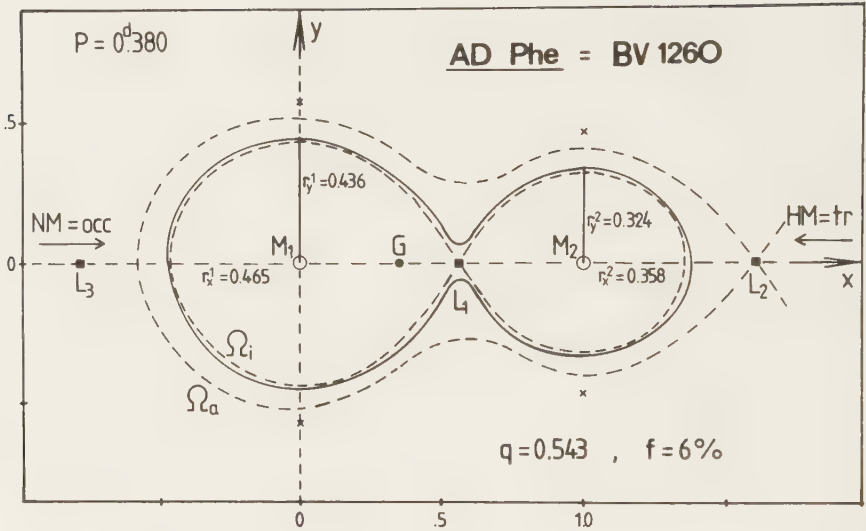


Abbildung 39: Modell des A-Typ W UMa-Systems AD Phe in der Äquatorebene ; (Erklärung der Bezeichnung wie Abbildung 6)

### III. W UMa-KONTAKTSYSTEME : W-TYPEN

#### 1. AC Boo = BV 45

Der Bedeckungsveränderliche AC Boo (= HD 145 246 = BD +46°2004 (9<sup>m</sup>.3) = BV 45) wurde von Geyer (1955) entdeckt. Die erste Periodenbestimmung stammt von Zessewitsch (1956a und b); gleichzeitig konnte er den Veränderlichen als W UMa-Typ klassifizieren. Die Amplitude wurde nach Durchsicht des Bamberger Plattenmaterials von Strohmeier und Knigge (1959) zu 0.<sup>m</sup>35 angegeben. Wegen der großen Streuung war es nicht möglich, die Periode genau festzulegen. Dies gelang erst Mauder (1964) bei photoelektrischen Beobachtungen in V und B in Bamberg und bekam den Wert  $P = 0.352429$  Tage. Er konnte auch den W UMa-Typ bestätigen, und zwar mit einer Okkultation als Hauptminimum und einer totalen Phase von 23 Minuten. Mauder (1964) leitete als erster Bahnelemente für AC Boo ab, die in Tabelle 34 angegeben sind. Dabei schätzte er aus dem Orientierungslichtwechsel durch Vergleich der Meßpunkte im Maximum mit theoretischen Kurven einen Wert von  $q = 3.0$  bis 4.0 für das Massenverhältnis.

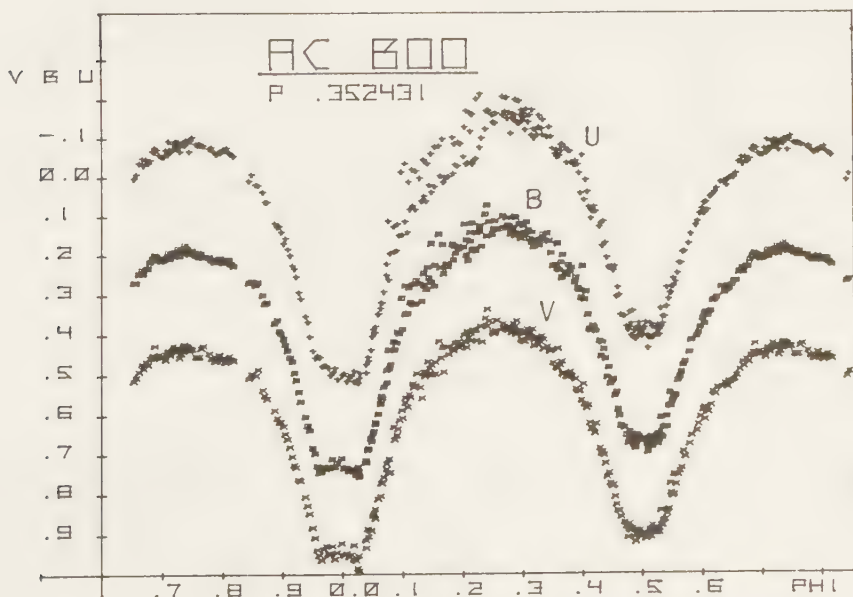


Abbildung 40: UBV - Lichtkurve von AC Boo, gemessen von Rahe im Mai 1977 in Israel am Wise-Observatory

Binnendijk (1965) beobachtete 1962 und 1963 den Veränderlichen jeweils in V und B und stellte fest, daß die Form der Lichtkurve variiert, besonders die Tiefe des Hauptminimums. Er konnte aus acht photoelektrischen Minima die Periode erneut festlegen :

$$JD = 243\,7764.6736 + 0.352\,431\,38 \cdot E$$

Nach der Rektifikation war allerdings das Nebenminimum tiefer als das Hauptminimum. Auch seine Ergebnisse sind in Tabelle 34 enthalten.

Inzwischen beobachteten Mancuso et al. (1977) das Bedeckungssystem wieder in den Jahren 1972 und 1973, gaben zwölf neue photoelektrische Minima an und leiteten auch Bahnelemente nach der Russell-Merrill-Methode ab. Außerdem stellten sie fest, daß die Tiefen der Minima und die Höhen der Maxima sich bei den Lichtkurven ändern. Sie wiesen wie schon Mauder (1972) darauf hin, daß die Russell-Merrill-Methode zu systematischen Fehlern und Unsicherheiten in der Lösung bei Kontaktsystemen führt, da eben die projizierte Fläche besonders in den Maxima von der Form ähnlicher Ellipsoide abweicht.

Schließlich konnte Rahe am 4. und 5. Mai 1977 am Wise-Observatory in Israel eine UBV-Lichtkurve für AC Boo messen; als Vergleichssterne verwendete er — wie Mauder (1964) — BD +47°2186 (8.<sup>m</sup>8) . Er erhielt 328 Punkte pro Farbe. Die Phasen für die Lichtkurve wurden nach Binnendijk berechnet, aber mit verschobenem Anfangsdatum (243 7764.2109), damit das Hauptminimum auf Phase Null kommt.

Aus der Lichtkurve (Abbildung 40) ist ersichtlich, daß das Hauptminimum eine Okkultation darstellt, das heißt, im Hauptminimum wird der kleinere, heißere Stern bedeckt, der aber lichtschwächer und masseärmer ist. Das bedeutet, daß es sich bei AC Boo um ein W-System handelt, wie schon Mauder (1972), Ruciński (1974) und Mancuso (1978) bemerkt haben. Die Maxima sind deutlich verschieden hoch; sie sind mit den Minimumstiefen in folgender Tabelle 31 zusammengestellt.

Tabelle 31 : Tiefen der Minima und Differenz in den Maxima bei Lichtkurven von AC Boo verschiedener Autoren

|                | <u>Binnendijk, 1965</u> |           | <u>Mauder, 1964</u> | <u>Mancuso, 1977</u> | <u>Rahe, Wolfschmidt</u> |
|----------------|-------------------------|-----------|---------------------|----------------------|--------------------------|
|                | 1962 V/B                | 1963 V/B  | 1964 V/B            | 1972/73 V            | 1977 VBU                 |
| Hauptminimum   | .54 / .55               | .57 / .60 | .623 / .600         | .54 / .55            | .568 / .608 / .666       |
| Nebenminimum   | .54 / .56               | .51 / .52 | .553 / .538         | .54 / .53            | .520 / .547 / .562       |
| Max I - Max II | 0                       | 0         | 0                   | -.02 / -.02          | -.052 / -.066 / -.074    |

Aus Tabelle 31 läßt sich ablesen, wie stark die Minimumstiefen im Laufe der Zeit schwanken; dabei können sich sogar Haupt- und Nebenminimum wie bei Binnendijk vertauschen. Außerdem ist der Unterschied in den Maxima größer geworden.

Als nächstes wurde die Periode von AC Boo untersucht. Binnendijk (1965) glaubte eine Periodenzunahme zu bemerken. Mancuso et al. dachten eher an eine Periodenabnahme und meinten, es seien zu wenige Minima bisher für eine Entscheidung vorhanden. Tabelle 32 enthält die neuen photoelektrischen Minima, und die graphische Darstellung (Abbildung 41) faßt alle visuellen, photographischen und photoelektrischen Minima zusammen. Die Periode scheint sich nach diesem (O-C)-Diagramm nicht zu ändern, obwohl das häufig bei W-Typen der Fall ist. Es läßt sich weder eine nach oben noch eine nach unten geöffnete Parabel durch die Punkte legen. Ein verbesserter Wert für die Periode aus der Steigung der Geraden unter Einbeziehung aller Minima (23 vis., 31 pg., 28 pe.) lautet  $P = 0.352\,429\,10$  Tage in guter Übereinstimmung mit Mancuso (1977) (siehe Tabelle 33).

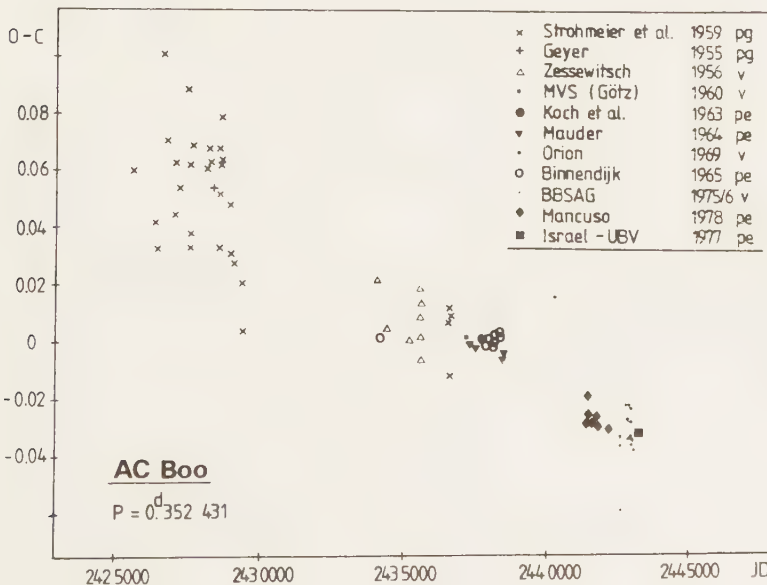


Abbildung 41: (O-C)-Diagramm (23 visuelle, 31 photographische und 28 photoelektrische Minima) für AC Boo

Tabelle 32 : Drei neue photoelektrische Minima (UBV-Lichtkurve 1977, Israel), (O-C)-Werte berechnet mit Periode und Anfangsdatum von Binnendijk (1965)

| JD           | E       | (O-C)  |
|--------------|---------|--------|
| 244 3267.329 | 15613.5 | -0.026 |
| 244 3267.505 | 15614   | -0.027 |
| 244 3268.386 | 15616.5 | -0.027 |

Tabelle 33 : Periode von AC Boo bei verschiedenen Autoren; bei Mancuso wurde der erste Wert für die Periode unter Verwendung aller Minima abgeleitet, der zweite nur mit Einbeziehung der photoelektrischen Minima

| AUTOR             | PERIODE      | Beobachtung |
|-------------------|--------------|-------------|
| Binnendijk (1965) | 0.352 431 38 | 1962/63     |
| Mauder (1964)     | 0.352 429 43 | 1964        |
| Mancuso (1977)    | 0.352 429 11 | 1972/73     |
|                   | 0.352 428 67 | 1972/73     |
| Rahe, Wolfschmidt | 0.352 429 10 | 1977        |

#### Iterationsverfahren :

Schließlich wurde AC Boo noch mit dem Wilson-Devinney-Programm untersucht. Es wurde ein Massenverhältnis von 3.0, 3.5 und 4.0 getestet. Außerdem wurde zunächst die Lichtkurve in zwei Hälften I.  $\Phi = 0.0$  bis 0.5 und II.  $\Phi = 0.5$  bis 1.0 aufgespalten, da die Maxima verschieden hoch sind und sonst eine Konvergenz nur schwer möglich ist. Die Verschlechterung der Fehlersumme beim Ergebnis — durch die doppelte Anzahl der Punkte, durch die differierenden Maxima und durch die Bearbeitung von drei statt zwei Lichtkurven — ist beträchtlich.

Sonst stimmen die Lösungen der verschiedenen Autoren ziemlich gut überein (Tabelle 34). Die Konvergenz wurde als ausreichend angesehen, wenn die Fehler die Korrekturen um etwa einen Faktor zehn übertrafen (Abbildung 42).

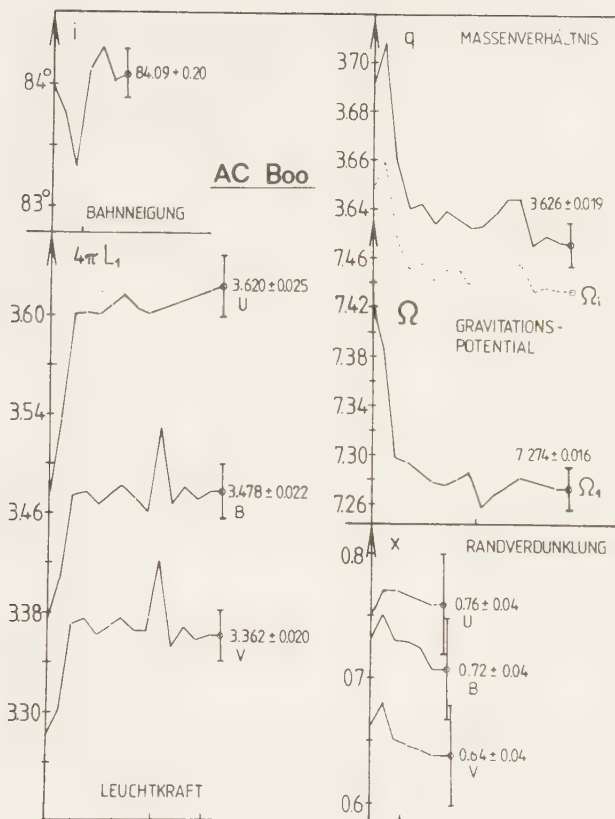


Abbildung 42: Iterationsverfahren für AC Boo

Die Anpassung der theoretischen an die gemessene Lichtkurve ist — abgesehen von Phase  $\Phi = 0.75$  (zweites Maximum) — sehr gut (Abbildung 43 und 44).

Wie für einen W-Typ erwartet, ergab sich für die Primärkomponente, in diesem Fall die kleinere, masseärmere Komponente eine um 300 K höhere Temperatur als bei der Sekundärkomponente. Der Grad des Kontakts ist für ein W-System schon relativ hoch ( $f = 0.25$ ), aber auch Ruciński (1974) fand für AC Boo  $f = 0.2$ .

Die Gravitationsverdunklung  $G_1 = 0.37$  liegt nahe an dem für Kontaktsysteme mit konvektiver Hülle üblichen Wert. Dagegen hat sich die Albedo  $A_1 = 1.0$ , obwohl der Parameter frei gegeben wurde, nicht geändert, das heißt, hat nicht den Wert  $A_1 = 0.5$  wie bei den A-Typen angenommen.

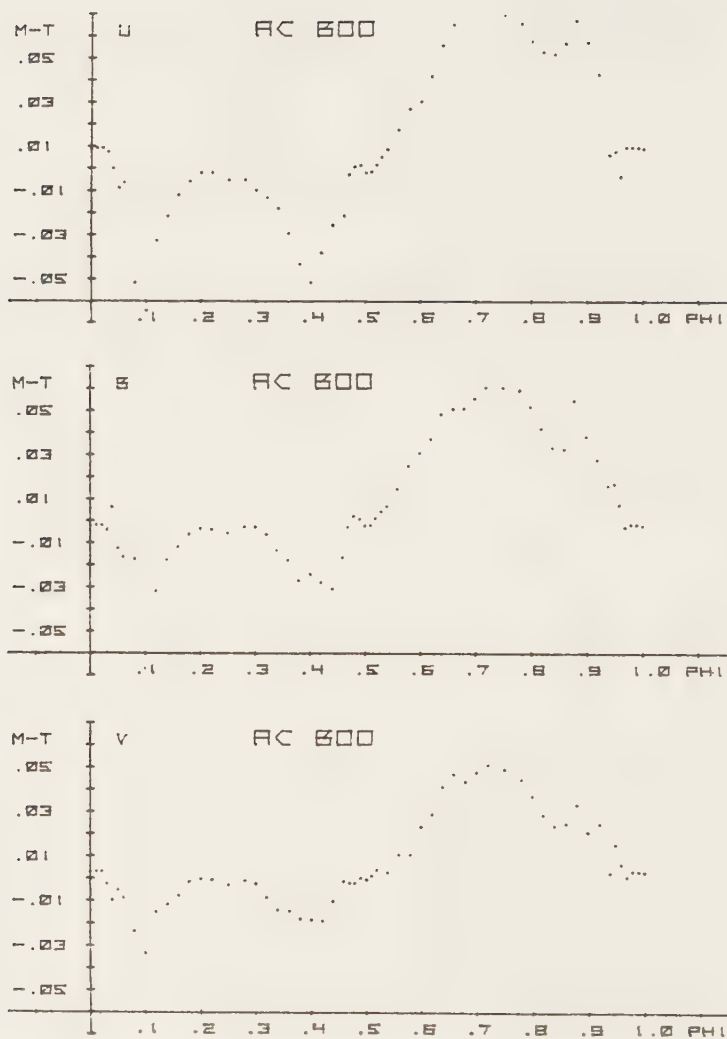


Abbildung 43 : Differenzen zwischen gemessener (M) und theoretischer (T)  
UBV-Lichtkurve für AC Boo

Tabelle 34 : Physikalische Parameter für den W-Type AC Boo

Vergleich der vorliegenden Ergebnisse mit denen von Binnendijk, Mauder, Mancuso und Niarchos (Bezeichnungen siehe Tabelle 8)

R - M = Russell-Merrill-Methode

Wood = Wood-Programm

W - D = Wilson-Devinney-Programm (1971/73)

|              | BINNENDIJK (1962) |                        |                        | MAUDER<br>1964 V/R |           |           | MANCUSO et al. (1977/78) |            |        | NIARCHOS<br>1962/4<br>Koppl |              |        | RAHE / WOLFSCHMIDT<br>1977<br>VBU |        |        |
|--------------|-------------------|------------------------|------------------------|--------------------|-----------|-----------|--------------------------|------------|--------|-----------------------------|--------------|--------|-----------------------------------|--------|--------|
|              | R - M             | Wood                   | W - D                  | R - M              | R - M     | Wood      | W - D                    |            |        |                             |              |        | W - D                             | W - D  | W - D  |
| $I_1$ (pole) |                   | 6105/6071<br>6047/6037 | 6100 *                 | -                  | -         | 6098/6068 | 6100 *                   | -          | 6100 * | 6100 *                      | 6100 *       | 6100 * | 6100 *                            | 6100 * | 6100 * |
| $i$          | 80.6              | 81.43                  | 85.47                  | 78.5               | 80.8/80.6 | 81.43     | 85.47                    | 76.7       | 89.20  | 82.79                       | 84.09 ± .20  |        |                                   |        |        |
| $I_2$ (pole) | -                 | 5878/5685<br>5934/5726 | 6055/5732<br>6006/5735 | -                  | -         | 5871/5830 | 6017/5830                | -          | 5800 * | 5800 *                      | 5804 ± 90    |        |                                   |        |        |
| $G_1$        | -                 | .34/.28<br>.32/.22     | .88/.23<br>.60/.36     | -                  | -         | .31/.26   | .58/.12                  | .40<br>.30 | .32 *  | .32 *                       | .37 ± .04    |        |                                   |        |        |
| $A_1$        | -                 | .5/.5 *                | .5/.5 *                | -                  | -         | .5/.5 *   | .5/.5 *                  | -          | 1.0 *  | 1.0 *                       | 1.0 ± .2     |        |                                   |        |        |
| $q$          | -                 | 4.21                   | 3.57                   | 3. - 4.            | -         | 4.21      | 3.57                     | (4.17)     | 3.424  | 3.976                       | 3.626 ± .019 |        |                                   |        |        |
| $\Omega_1$   | -                 | -                      | 7.330                  | -                  | -         | -         | 7.330                    | -          | 7.096  | 7.793                       | 7.274 ± .016 |        |                                   |        |        |
| $L_k$        | .186              | .300/.320              | .245/.300              | .241               | .174/.214 | .300/.305 | .253/.282                | .167       | .293   | .266                        | .283         |        |                                   |        |        |
| $U$          | .180              | .306/.327              | .254/.283              | .225               | -         | -         | -                        | .173       | .304   | .278                        | .286 ± .002  |        |                                   |        |        |
| $x_1$        | .4 *              | .6/.6 *                | .6/.6 *                | .5                 | .4/.4 *   | .6/.6 *   | .6/.6 *                  | .6         | .65    | .68                         | .64          |        |                                   |        |        |
| $v$          | .4 *              | .8/.8 *                | .8/.8 *                | .6                 | -         | -         | -                        | .7         | .75    | .72                         | .72 ± .04    |        |                                   |        |        |
| $B$          | -                 | -                      | -                      | -                  | -         | -         | -                        | -          | .78    | .71                         | .76          |        |                                   |        |        |
| $\Sigma Res$ | -                 | .003/.006              | .007/.010              | -                  | -         | .005/.007 | .009/.010                | -          | .002   | .002                        | .054         |        |                                   |        |        |
| $\Omega_1$   | -                 | 7.367                  | -                      | -                  | -         | -         | -                        | -          | 7.172  | 7.881                       | 7.433        |        |                                   |        |        |
| $\Omega_a$   | -                 | 6.741                  | 0.06                   | -                  | -         | -         | 6.741                    | -          | 6.547  | 7.251                       | 6.807        |        |                                   |        |        |
| $f$          | -                 | -                      | -                      | -                  | -         | -         | 0.06                     | -          | 0.12   | 0.14                        | 0.25         |        |                                   |        |        |
| $k_k$        | .26               | .320                   | .276                   | .28                | .220/.245 | .320      | .276                     | .216       | .272   | ---                         | .286         |        |                                   |        |        |
| $g_k$        | .53               | .513                   | .495                   | .55                | .531/.526 | .513      | .495                     | .496       | .496   | -                           | .507         |        |                                   |        |        |
| $g$          | .46               | .495                   | .495                   | .46                | .455/.461 | .513      | .495                     | .495       | .495   | -                           | .507         |        |                                   |        |        |
| $k$          | .47               | .622                   | .558                   | .51                | .414/.466 | .622      | .558                     | .44        | .548   | -                           | .565         |        |                                   |        |        |
| $J_k/g$      | .95               | 1.11/1.22              | 1.04/1.38              | 1.22               | 1.20/1.25 | 1.11/1.13 | 1.09/1.26                | 1.06       | 1.38   | -                           | 1.24         |        |                                   |        |        |
| $v$          | .91               | 1.14/1.26              | 1.09/1.27              | 1.12               | -         | -         | -                        | 1.03       | 1.45   | -                           | 1.32         |        |                                   |        |        |
| $u$          | -                 | -                      | -                      | -                  | -         | -         | -                        | -          | 1.55   | -                           | 1.41         |        |                                   |        |        |

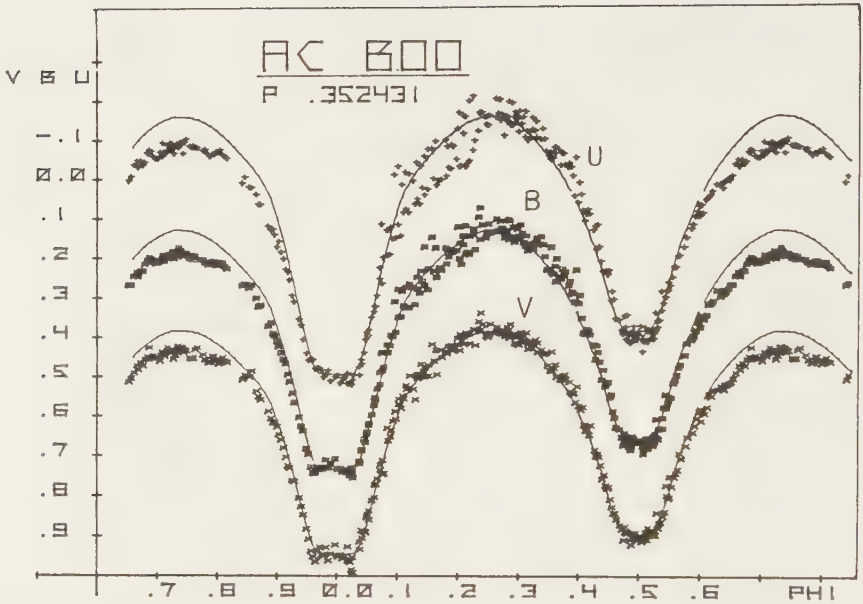


Abbildung 44 : Gemessene UBV - Lichtkurve mit theoretischer (Wilson-Devinney-Programm ; Mode 3)

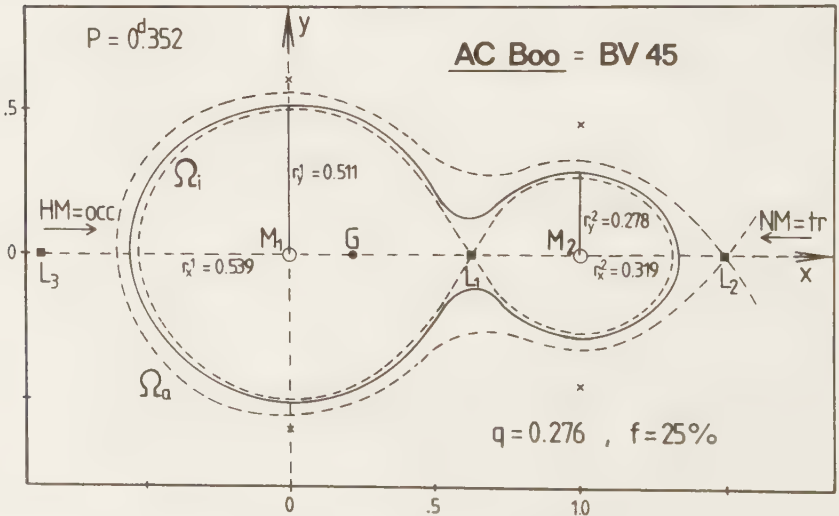


Abbildung 45 : Modell des W-Typs AC Boo in der Äquatorebene (Erklärungen wie Abbildung 6)

## 2. TZ Boo

TZ Boo (= BD +40°2857 (9<sup>m</sup>.5) = CoD +38°1926 (10<sup>m</sup>.6 - 11<sup>m</sup>.1) = HD 150 440 (K0)) wurde von Guthnick und Prager (1926) als veränderlich entdeckt und schon gelegentlich photoelektrisch oder spektroskopisch (Chang 1948, Hoffmann 1978) untersucht.

TZ Boo stellt ein W UMa-System dar mit einer außerordentlich veränderlichen Lichtkurve. Das läßt darauf schließen, daß auch die Periode nicht konstant ist. Es wurden in der Bamberger Photoplattensammlung Helligkeitsminima gesucht; es konnten 20 photographische Minima gefunden werden. Damit kombiniert wurden 46 visuelle und 45 photoelektrische Minima, wobei fünf aus neueren Lichtkurven stammen (Tabelle 37). Die Werte wurden in einem (O-C)-Diagramm zusammengestellt, gerechnet mit den Elementen von Binnendijk (1969). Die visuellen Minima aus BBSAG und Orion weisen eine Streuung von etwa 30% der Periode auf und können bei der Betrachtung vernachlässigt werden.

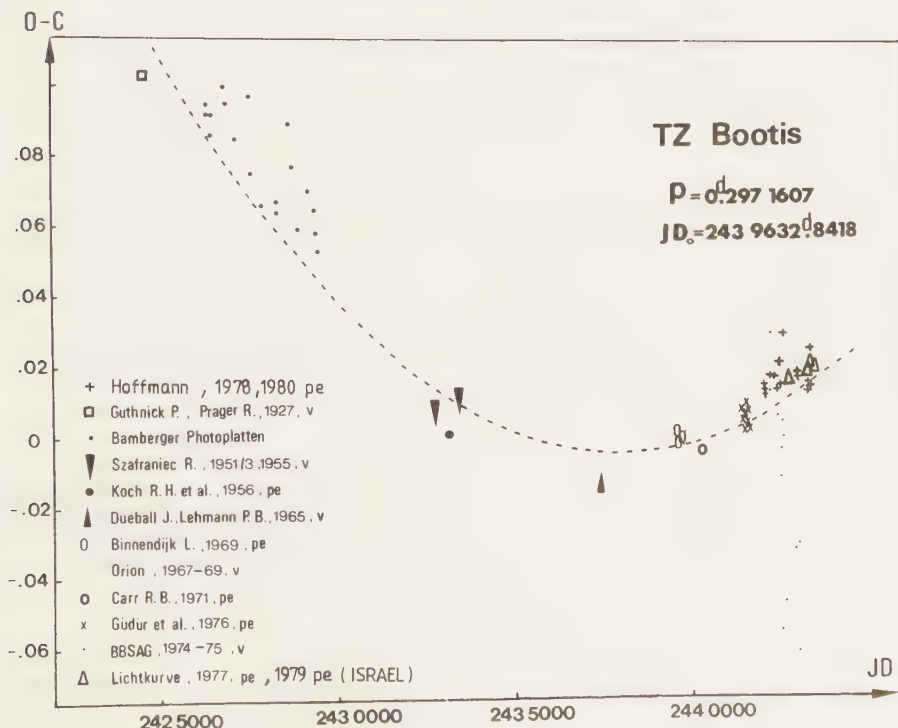


Abbildung 46 : (O-C)-Diagramm für TZ Boo (46 vis., 20 pg. und 45 pe. Minima)

Tabelle 35: Zwanzig photographische Minima von Bamberger Platten

| JD           | JD           | JD           | JD           |
|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 242 6413.591 | 242 6854.437 | 242 7932.501 | 242 8954.579 |
| 6415.674     | 6868.399     | 8306.476     | 9169.288     |
| 6478.515     | 7215.472     | 8332.481     | 9374.466     |
| 6505.414     | 7569.529     | 8695.485     | 9402.406     |
| 6853.545     | 7637.452     | 8745.396     | 9494.366     |

Tabelle 36: Fünf photoelektrische Minima aus den Lichtkurven von Rahe 1977 und Wolfschmidt 1979, gemessen in Israel  
Epochen und (O-C)-Werte berechnet mit Binnendijks(1969) P und JD<sub>0</sub>

| JD           | E        | (O-C) | Messung             |
|--------------|----------|-------|---------------------|
| 244 3265.501 | 12 224.5 | 0.018 | Rahe<br>1977        |
| 3265.350     | 12 224   | 0.016 |                     |
| 3266.242     | 12 227   | 0.016 |                     |
| 244 3975.414 | 14 613.5 | 0.014 | Wolfschmidt<br>1979 |
| 3975.568     | 14 614   | 0.020 |                     |

Eine deutliche Periodenzunahme ist aus Abbildung 46 ablesbar (nach oben geöffnete Parabel), allerdings läßt sich nicht so leicht entscheiden, ob diese kontinuierlich oder sprunghaft in Form von zwei Geraden mit einem Schnittpunkt beim Julianischen Datum JD = 243 5100 Tage erfolgt.

Tabelle 37: Periode von TZ Boo bei verschiedenen Autoren  
Der zweite Wert der Periode bei Hoffmann (1978) wurde nur aus neueren photoelektrischen Minima ermittelt, die anderen Perioden unter Berücksichtigung aller jeweils bekannten Minima

| PERIODE      | JD <sub>0</sub> | AUTOR                                         |
|--------------|-----------------|-----------------------------------------------|
| 0.297 160    |                 | Guthnick und Prager (1927), Szafraniec (1951) |
| 0.297 160 70 | 243 9632.8418   | Binnendijk (1969)                             |
| 0.297 160 23 | 244 0335.7705   | Carr (1971)                                   |
| 0.297 161 74 | 243 9632.8415   | Güdür (1976)                                  |
| 0.297 161 4  | 244 2153.369    | Hoffmann (1978)                               |
| 0.297 163 7  |                 |                                               |
| 0.297 162 0  | 243 9632.8418   | Hoffmann (1980)                               |

Eggen (1967) fand für TZ Boo einen Spektraltyp von G9, einen (B-V)-Wert von 0.<sup>m</sup>64 und einen (U-B)-Wert von -0.<sup>m</sup>02; Hoffmann (1980) erhielt etwa G6.

Die erste Lichtkurve des Bedeckungssystems stammt von Binnendijk (1969) mit einem Transit als Hauptminimum. Er konnte außerdem Bahnelemente angeben (Tabelle 40).

Eine weitere Beobachtung in UBV wurde von Carr (1971) durchgeführt; auffällig dabei ist, daß nun eine Okkultation das Hauptminimum darstellt.

Bei der nächsten Lichtkurve von Güdür et al. (1976) ist wieder ein Transit das Hauptminimum.

Bei drei Lichtkurven von Hoffmann (1978a) wechseln sich beide Fälle ebenfalls ab. Eine weitere Lichtkurve von Hoffmann (1978b) zeigt ein besonders tiefes Minimum als Transit.

Rahe konnte 1977 UBV-Messungen am Wise-Observatory in Israel mit einem Zweikanalphotometer durchführen. Hierbei stellte sich wieder eine Okkultation als Hauptminimum ein. Als Vergleichssterne wurde BD +40°2856 (9.<sup>m</sup>0) verwendet. Es konnten 286 Meßpunkte je Filter gewonnen werden.

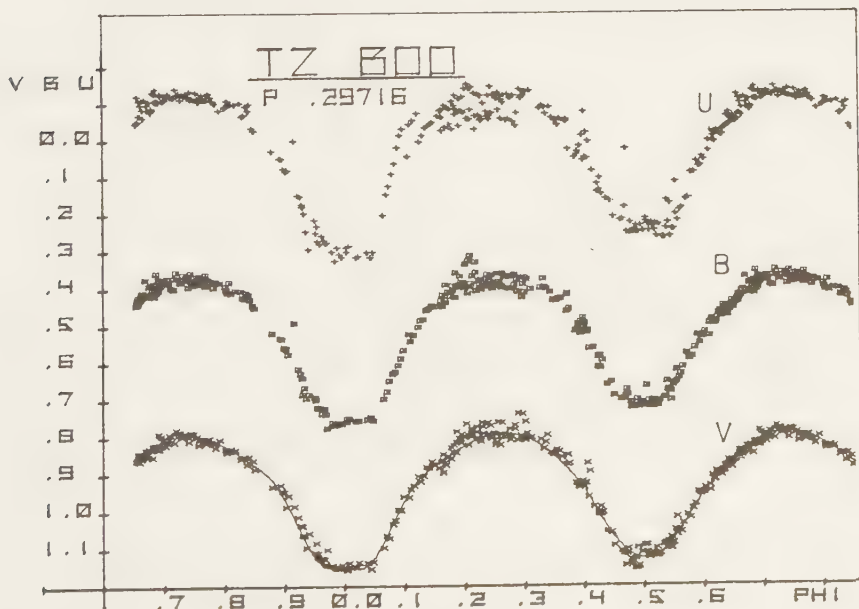


Abbildung 47 : UBV-Lichtkurve von TZ Boo mit einem Hauptminimum als Okkultation, gemessen von Rahe 1977 in Israel  
Die größere Streuung in der U-Kurve im ersten Maximum ist durch den Vergleichssterne bedingt; Bei der V-Kurve ist die Lösung aus dem Wilson-Devinney-Programm eingetragen.

Tabelle 38 : TZ Boo und sein Vergleichs- (Comp.) (SAO 045 390) und Check-Stern für die Messungen von 1977 und 1979 in Israel

| Stern  | BD          | Spektrum | $m_v$ | $m_{pg}$ | $\alpha_{1979}$                                 | $\delta_{1979}$ |
|--------|-------------|----------|-------|----------|-------------------------------------------------|-----------------|
| TZ Boo | BD +40°2857 | K0, G9   | 9.5   | 10.6     | 15 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 24 <sup>s</sup> | +40°02'44"      |
| Comp.  | BD +40°2856 | G0       | 8.7   | 9.6      | 15 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 01 <sup>s</sup> | +40°00'41"      |
| Check  | BD +40°2861 | K0       | -     | 10.6     | 15 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 35 <sup>s</sup> | +40°13'02"      |

Im April 1979 wurde vom Verfasser noch eine UBV-Lichtkurve von TZ Boo in Israel beobachtet, allerdings waren wegen äußerst schlechten Wetters bei nur einer Woche Beobachtungszeit wenige Meßpunkte pro Farbe (51 Punkte je Filter) zu erhalten. Es wurde der gleiche Vergleichssterne wie bei Rahe 1977 verwendet (Tabelle 38). Die Phasen sind trotzdem einigermaßen überdeckt. Die Minima der neu beobachteten Kurve sind von ähnlicher Tiefe, die Maxima sind nicht verschieden hoch. Bei genauerem Hinsehen kann man wohl das Hauptminimum als Transit einstufen.

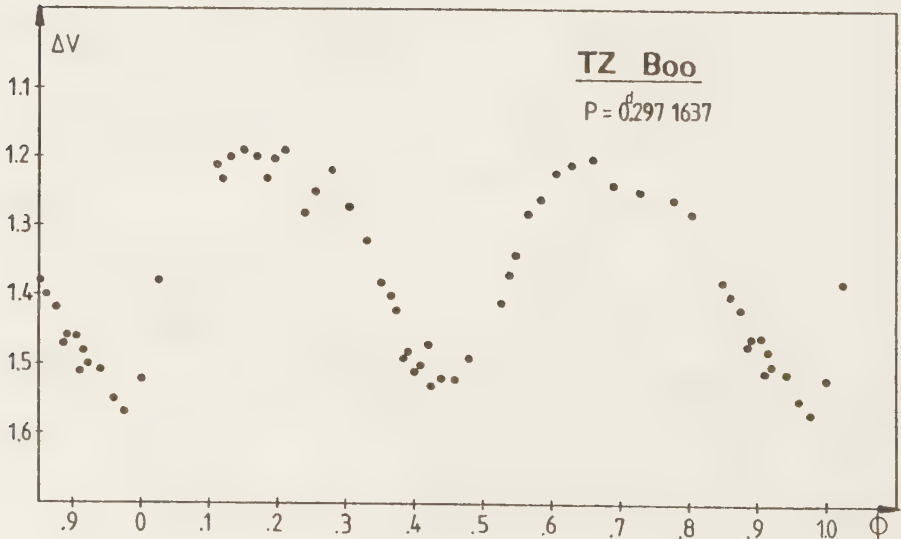


Abbildung 48 : V-Lichtkurve von TZ Boo mit einem Transit als Hauptminimum (?), gemessen vom Verfasser im April 1979 in Israel am Wise-Observatory

**Tabelle 39 :** Tiefen der Minima bei Transit und Okkultation und Differenz in den Maxima ( $\Delta \text{Max}$ ), wobei  $\Delta \text{Max} < 0$  ist, falls das Maximum nach dem Okkultationsminimum höher ist  
Vergleich der Lichtkurven von TZ Boo bei verschiedenen Autoren

| AUTOR               | BEOBACHTUNG |    | HM  | TRANSIT<br>V / B / U | OKKULTATION<br>V / B / U | $\Delta \text{MAX}$<br>V / B / U |
|---------------------|-------------|----|-----|----------------------|--------------------------|----------------------------------|
| (1969) Binnendijk   | Mai 1967    | VB | Tr  | .36/.41              | .35/.38                  | -.04/- .05                       |
| (1971) Carr         | April 1969  | VB | Okk | .34/.35/.40          | .43/.47/.53              | -.03/- .02/- .06                 |
| (1976) G et al. | Mai 1972    | VB | Tr  | .35/.42              | .33/.40                  | -.03/- .06                       |
| (1978a) Hoffmann    | April 1974  | VB | Okk | .33/.36/.39          | .37/.40/.45              | -.02/- .01/- .04                 |
|                     | Juni 1975   | VB | Tr  | .42/.45              | .34/.39                  | +.04/+ .05                       |
|                     | Feb. 1976   | VB | Okk | .41/.38              | .45/.52                  | -.08/- .08                       |
|                     | Mai 1977    | VB | Okk | .36/.35/.42          | .38/.41/.45              | -.03/ 0 /- .01                   |
| (1978b) Hoffmann    | Mai 1978    | VB | Tr  | .47/.50              | .32/.35                  | -.03/- .03                       |
| (1980) Hoffmann     | Jan. 1979   | VB | -   | -                    | -                        | -                                |
|                     | April 1979  | VB | Tr  | .33/.34/             | .32/.33/                 | 0                                |
| Wolfschmidt         | April 1979  | VB | Tr  | .35/                 | .33/                     | 0 /                              |

In Tabelle 39 wurden die unterschiedlichen Tiefen der Minima zusammengestellt, sie wurden bezüglich des höheren der beiden Maxima berechnet; das ist bis auf die Lichtkurve von 1975 immer das Maximum nach der Okkultation. Daher ist auch in der letzten Spalte die Differenz der Maxima bis auf die genannte Ausnahme immer negativ. Bei der Betrachtung der Tabelle ist zu beachten, daß die Werte für die Lichtkurven von G 1972 und von Hoffmann 1978 und 1979 aus einer Abbildung entnommen wurden und daß die Werte für 1979 wegen der wenigen Punkte in der Lichtkurve unsicher sind.

Die Transit - und Okkultationsminima scheinen sich periodisch abzuwechseln, allerdings unabhängig von der Differenz in den Maxima.

Eine Erklärung für diese Variabilitäten zu finden ist sehr schwierig. Hoffmann (1978a) entwarf für TZ Boo ein Modell mit kühlen Sternflecken auf dem kleinen, heißen Stern (der Primärkomponente), wie schon Mullan (1975) allgemein für Sterne späten Spektraltyps vorgeschlagen hatte. Zusätzlich muß aber noch zirkumstellares Gas vorhanden sein, um die Unregelmäßigkeiten zu erklären. Hoffmann (1980) fand eine Periode von 1260 Tagen = 3.5 Jahren für diese sonnenähnliche Aktivität der kühlen Flecken, die sich hauptsächlich auf der Primärkomponente in der Nähe des ersten Lagrangepunktes befinden, und er wies auf Webbinks (1977) Modell der Zirkulation in einem W-Typ hin.

### Iterationsverfahren :

Es erhebt sich die Frage, ob man eine solch variable Lichtkurve überhaupt mit dem Wilson-Devinney-Programm bearbeiten kann und darf. Dabei ist es wichtig, den "Normalzustand" des Systems zu kennen, falls es diesen gibt. Da es sich um ein W UMa-System handelt, sollte man eine Kurve wählen mit etwa gleich tiefen Minima. Außerdem ist das System ein W-Typ; daher ist es günstig, eine Lichtkurve zu wählen mit einer Okkultation als Hauptminimum. Diese Anforderungen erfüllt die Lichtkurve von 1977 von Rahe, und es wurde eine Analyse versucht.

Das Wilson-Devinney-Programm konvergierte in Mode 3 gut. Die Ergebnisse sind vergleichend mit anderen Autoren in Tabelle 40 zusammengestellt. Die Abweichungen zwischen gemessener und theoretischer Lichtkurvesind in Abbildung 49 gezeichnet. Diese Differenzen sind äußerst klein und streuen gleichmäßig unabhängig von der Phase.

|                      | Gaposchkin<br>1932 | Binnendijk<br>1969 | Mauder<br>1972 | Ruciński<br>1974 | Wolfschmidt<br>LK 1977, W.-D.-Prog. |
|----------------------|--------------------|--------------------|----------------|------------------|-------------------------------------|
| $T_1^x$              | -                  | -                  | -              | -                | 4970 K                              |
| i                    | 79.9               | 77.5               | 80.0 + 3.0     | 65.0             | 74.35 ± 0.5                         |
| $T_2$                | -                  | -                  | -              | -                | 4820 ± 100 K                        |
| $G_1$                | -                  | -                  | -              | -                | 0.47 ± 0.10                         |
| $A_1$                | -                  | -                  | -              | -                | 0.9 ± 0.2                           |
| $q$ ( $q_1$ )        | -                  | -                  | (0.17 + 0.3)   | ( 0.175)         | 7.91 ± 0.02 (0.126)                 |
| $\Omega_1$           | -                  | -                  | -              | -                | 12.44 ± 0.03                        |
| $L_{1,2}^V$          | 0.34 / 0.56        | 0.083/0.917        | 0.14 / 0.86    | -                | 0.163 ± 0.060 / 0.837               |
| $x_1^V$              | -                  | 0.6 x              | -              | -                | 0.74 ± 0.08                         |
| $\Sigma$ Res         | -                  | -                  | -              | -                | 0.0016                              |
| $r_1$ ( $a_1, b_1$ ) | 0.42               | (0.55/0.50)        | 0.53 + 0.03    | -                | 0.213/0.222/0.264                   |
| $r_2$ ( $a_2, b_2$ ) | 0.13               | (0.17/0.16)        | 0.22 + 0.02    | -                | 0.527/0.586/0.607                   |
| k ( $l/k$ )          | (0.31)             | (0.31)             | (0.41)         | -                | 2.47 (0.405)                        |
| $J_k/J_g$            | 6.3                | 0.94               | 0.97           | -                | 1.19                                |
| f                    | -                  | -                  | -              | 0.10             | 0.34                                |

Tabelle 40 : Vergleich der physikalischen Parameter für TZ Boo bei verschiedenen Autoren  
(Bezeichnungen wie Tabelle 8)

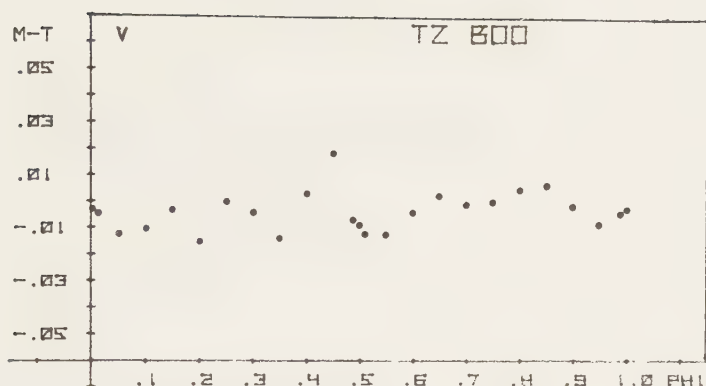


Abbildung 49 : Differenz zwischen gemessener (M) und theoretischer (T) V-Lichtkurve von TZ Boo

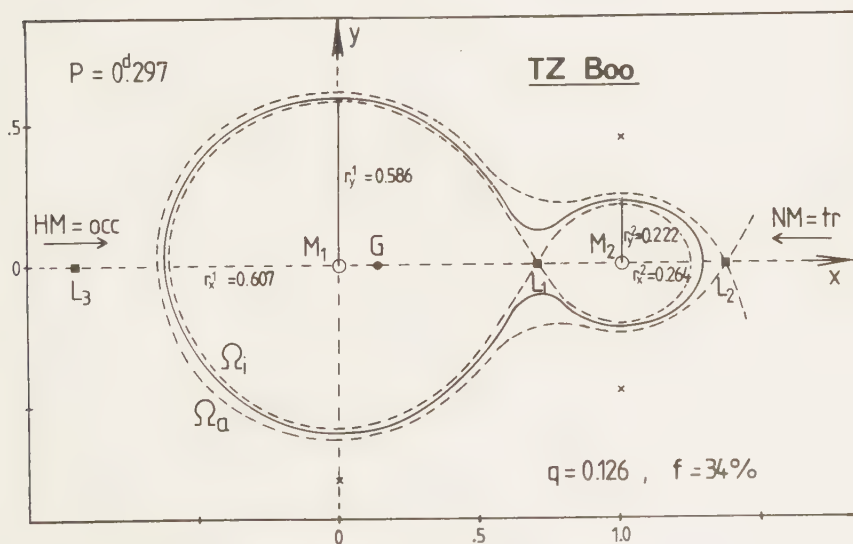


Abbildung 50 : Modell des W-Typs TZ Boo in der Äquatorebene (Bezeichnungen wie Abbildung 6)

## D. UNTERSUCHUNG DER PERIODE

Periodenänderungen sind besonders gut geeignet als Indikatoren für Massenaustausch zwischen den Komponenten oder Massenverlust vom System. Gerade bei W UMa-Systemen lassen sich wegen ihrer kurzen Perioden und starken Wechselwirkung der Komponenten schon in der relativ kurzen Zeitspanne von einigen Jahrzehnten Aussagen über Periodenänderung machen.

In vielen (O-C)-Diagrammen fällt auf, daß die kontinuierliche Kurve (Parabel) von plötzlichen "Periodensprüngen" überlagert ist, die in unregelmäßigen Abständen auftreten.

In den nächsten drei Abschnitten werden vier enge Doppelsternsysteme behandelt, die eine starke Periodenänderung aufweisen; dazu gehören SV Cen als Kontaktsystem frühen Typs, SZ Psc von der Gruppe der RS CVn - Systeme, U Cep und V 367 Cyg von der Gruppe halbgelöster Systeme.

Auf Grund des (O-C)-Diagramms wird Massenaustausch oder Massenverlust der Systeme diskutiert und ein Modell der Systeme mit Hilfe von Ergebnissen aus der Literatur dargestellt.

# I. KONTAKTSYSTEME FRÜHEN TYP

## SV Cen

SV Cen gehört zu der kleinen Gruppe der Kontaktsysteme frühen Typs (Wilson und Starr 1976, Ruciński 1976a). Kürzlich wurden neue absolute Dimensionen für das System abgeleitet (Rupprecht 1980, Radeke 1980).

SV Cen weist die größte bisher bekannte Periodenänderung auf. Aus dem Beobachtungszeitraum von über 80 Jahren ergibt sich folgende Periodenabnahme :  
(mit stärkerer Wichtung der photoelektrischen Minima) :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = - 2 \times 10^{-5} / \text{Jahr}$$

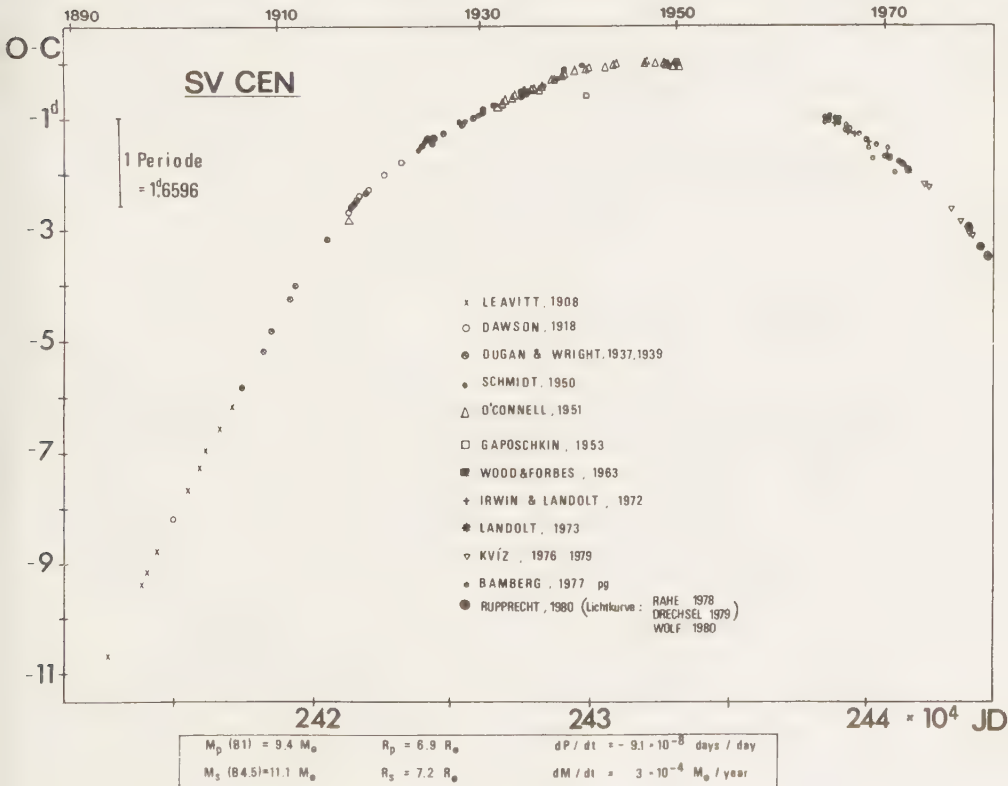


Abbildung 51 : (O-C)-Diagramm von SV Cen ( $P = 1.659$  Tage) mit visuellen, photographischen und photoelektrischen Minima von 1894 bis 1980  
Neueste Minima von Kvíz (1979), Rupprecht (1980)

Aus dem negativen Vorzeichen von  $(dP/dt)$ , das heißt an der Verkürzung der Bahnperiode, ist ersichtlich, daß bei SV Cen die Masse von der massereicheren, aber kühleren (photometrischen Sekundärkomponente) zur masseärmeren, heißeren Komponente fließt. Falls man die Periodenänderung als Massenaustausch interpretiert, so kann man — unter Voraussetzung der Erhaltung von Gesamtmasse und Drehimpuls — einen Massenfluß nach (3) berechnen :

$$\frac{dM}{dt} = 3 \times 10^{-4} M_{\odot} / \text{Jahr}$$

Dieser Massenaustausch läuft in der äußerst kurzen Kelvin-Zeitskala von 50 000 Jahren ab; SV Cen befindet sich noch vor Umkehr des Massenverhältnisses.

Allerdings hat sich inzwischen herausgestellt, daß die Voraussetzung von konservativen Massenaustausch nicht gültig ist bei SV Cen, da mittels Satellitenbeobachtungen im UV-Bereich zirkumstellare Materie entdeckt werden konnte (Drechsel, Rahe und Wolf 1980), wobei noch nicht zu entscheiden ist, ob die Materie durch den zweiten oder dritten Lagrangepunkt dem System entweicht.

Zur Berechnung des Massenverlustes kann man die Formel von Kruszewski (1966) verwenden :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} M_{\text{ges}} \left( \frac{\mu(1-\mu)}{3} \right) \left( x_1^2 + \frac{2}{3} \mu \left( 1 + \frac{\mu}{2} \right) - d^2 \right)^{-1} \quad (16)$$

$$\text{mit } \mu = \frac{q}{1+q} \quad \text{mit } q = \frac{M_2}{M_1} < 1 \quad ; \quad d = \overline{M_1 L_2} \text{ bzw. } \overline{M_1 L_3}, \\ x_1 = \overline{M_1 L_1}$$

Bezeichnungen nach Plavec et al. (1964)  
(siehe Abbildung 52)

Mit obiger Formel ergibt sich für den Massenverlust von SV Cen durch  $L_2$  bzw. durch  $L_3$  :

$$\frac{dM}{dt} = 3.4 \text{ bzw. } 3.8 \times 10^{-5} M_{\odot} / \text{Jahr}$$

Diese Massenverlustrate ist um eine ganze Größenordnung kleiner als die vorher abgeleitete Massenaustauschrate.

Falls die Materie durch  $L_2$  das System verläßt, wäre es die Fortsetzung des Massenaustausches von der massereicheren zur masseärmeren Komponente.

Falls die Materie aber durch  $L_3$  abströmt, hätte der Massenverlust seinen Ursprung bei der masseärmeren Komponente; dann müßte man den Entwicklungsstand des Systems neu diskutieren.

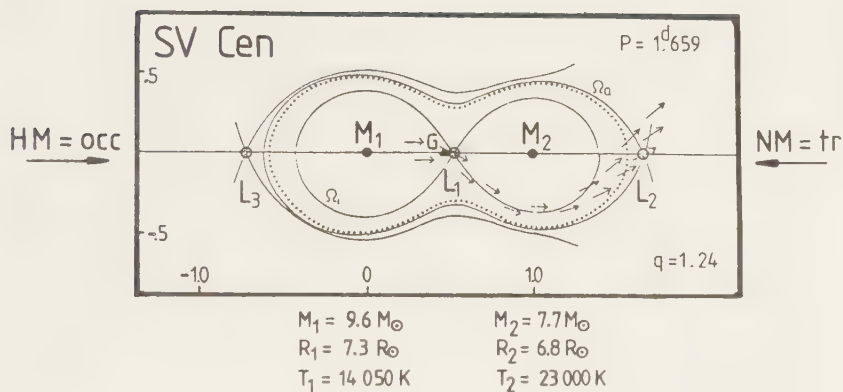


Abbildung 52 : Modell von SV Cen in der Äquatorebene

Die Massenzentren  $M_1$  und  $M_2$ , der Schwerpunkt  $G$ , die Lagrangepunkte  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  sind gekennzeichnet. Die Pfeile deuten den vermutlichen Verlauf des Massenflusses an (nach Drechsel et al. 1980). Zu beachten ist, daß die hier bezüglich der Masse bezeichnete Primärkomponente photometrisch die Sekundärkomponente darstellt.

Nakamura et al. (1978) und Sugimoto et al. (1980) berechneten Entwicklungswege für ein System mit Massen, Radien und Periode ähnlich wie SV Cen, wobei sie konservativen und nicht-konservativen Energieaustausch betrachteten. Sie fanden, daß im konservativen Fall die Trennung der Komponenten nach Umkehr des Massenverhältnisses größer wird und schließlich ein Röntgendoppelstern entsteht. Falls die anfängliche Trennung etwas größer ist und ein nicht-konservativer Energiefluß vorliegt, werden sich die beiden Sterne am Schluß vereinigen.

## II. RS CVn - STERNE

Die RS CVn-Sterne wurden als Gruppe eingeführt von Hall (1972, 1976) und unter anderem beschrieben bei Bopp und Espenak (1977). Sie bestehen aus getrennten Doppelsternsystemen, deren beide Komponenten späte Spektraltypen (F, G, K) besitzen. Die Perioden reichen von wenigen Tagen bis zu einigen Wochen, die Massenverhältnisse liegen nahe bei  $q = 1$  (vergleiche Lucy und Ricco 1979b). Auffallend sind im Spektrum Ca II H und K-Emissionen außerhalb der Bedeckungen. Es sieht so aus, als ob häufig eine Komponente ein entwickelter Unterriese von etwa einer Sonnenmasse ist. Betrachtet man Lichtkurven von RS CVn-Systemen, so stellt man außerhalb der Bedeckung Helligkeitsvariationen von etwa  $0^m.1$  fest, die wie eine Welle durch die Lichtkurve wandern (migrating wave). Dieses Phänomen wird gedeutet durch kühle Flecken auf der Oberfläche rotierender Sterne (Eaton und Hall 1979), wobei aber immer nur eine Hemisphäre von den Flecken bevorzugt wird. Über die Größe der Flecken diskutieren Ruciński (1979), Mullan (1979) und Shore und Hall (1980); man nimmt an, daß die Flecken etwa 5 bis 10% der sichtbaren Sternhälfte bedecken und einen Temperaturunterschied von 500 bis 1000 K zur Photosphäre haben. Außerdem wird die Frage des Fleckenzyklus diskutiert und nach einem Zyklus wie dem 11 Jahres-Sonnenzyklus gesucht (Wilson O.C. 1978). Besonders günstig ist es, falls es sich um Bedeckungsveränderliche geeigneter Bahnneigung handelt. Dann kann während des Transits (Nebenminimum) der heiße, kleine Stern die Oberfläche des größeren mit den dunklen Flecken abtasten.

Die aktiven Regionen der Flecken sind verknüpft mit Flares und können als Radio- und Röntgen-Bursts wahrgenommen werden. Man nimmt an, daß sich wahrscheinlich alle RS CVn-Systeme in der Hauptreihenentwicklung befinden vor dem Überschreiten des Roche-Volumens (Popper und Ulrich 1977).

### SZ Psc

SZ Psc (= HD 219 113) wurde ausführlich diskutiert bei Jakate et al. (1976); sie fanden, daß der Bedeckungsveränderliche von 4 Tagen Periode aus folgenden zwei Komponenten besteht:

einem kleineren, masseärmeren, aber heißeren F8 V - Stern und einem massereichen, größeren, aber kühleren K1 IV - Stern, der annähernd sein Roche-Volumen füllt.

Die starken H und K - Emissionslinien bei einem späten Spektraltyp deuteten sie als Anzeichen für Massenaustausch und erhielten eine Rate von  $(dM/dt) = 1 \times 10^{-6} M_{\odot} / \text{Jahr}$ . Daraus schlossen sie, daß SZ Psc gerade in die Phase schnellen Massenaustausches getreten ist, wobei die Masse vom massereicheren Unterriesen zum Hauptreihenstern fließt.

Hall (1976) stellte fest, daß SZ Psc zu der Gruppe der RS CVn-Sterne gehört; es folgten Beobachtungen von Eaton (1977), der die typischen wellen-ähnlichen Lichtvariationen in der Lichtkurve entdeckte, die von Okasaki (1979) bestätigt wurden. Weiler (1978) fand in einer Analyse des Systems, daß keine der Komponenten ihr Roche-Volumen füllt, und konnte  $H_{\alpha}$ -Emissionen nachweisen, die auch von Bopp et al. (1978) gefunden wurden. Schließlich wurden auch Radiobursts von Owen und Gibson (1978) festgestellt. Popper und Ulrich (1977) äußerten die Vermutung, daß sich die Instabilitäten bei SZ Psc bezüglich der Periode, der Lichtkurve, der photosphärischen Aktivität und der Radiobursts deuten lassen durch Entwicklung des Systems von der Hauptreihe weg, die begleitet ist von Massenaustausch oder Massenverlust. Als spätere Phase schlugen sie ein halbgetrenntes, enges Doppelsternsystem vor.

Neuere photoelektrische Messungen stützen das Stern-Flecken-Modell : Jakate (1980) bestätigt, daß die Oberflächenhelligkeitsverteilung auf dem kühleren Stern wegen dunkler, magnetischer Flecken nicht gleichmäßig ist und daß die Fleckenaktivität nur auf eine Hemisphäre, nämlich die vom anderen Stern abgewandte Seite, beschränkt ist. Tümer et al. (1980) meinten auch, daß die Lichtvariation außerhalb der Bedeckungen durch Sternflecke verursacht ist, und fanden, daß die Störungswelle zwei Minima in der Lichtkurve — getrennt durch eine halbe Periode — besitzt.

Es wurde von SZ Psc ein (O-C)-Diagramm erstellt, das alle Minima aus der Literatur von 1927 bis 1980 enthält, dazu die 34 Minima, die auf 123 Bamberger Photoplaten gefunden wurden, dazu 7 Minima von 31 Photoplaten, die in Norman / Oklahoma gemessen wurden. Insgesamt wurden 69 Minima verwendet; man erkennt eine deutliche Periodenabnahme :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = - 5.5 \times 10^{-6} / \text{Jahr}$$

Tabelle 41 : Neue photographische Minima von SZ Psc von Platten aus Bamberg und Oklahoma

| BAMBERGER PHOTOPLATTEN |              |              |              |              | OKLAHOMA     |
|------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| Ernstor                | Tessar       | Dagmar       | X            | Perutz-Astro |              |
| 242 5535.340           | 242 7369.347 | 243 4250.480 | 243 6816.466 | 243 7558.440 | 243 5753.791 |
| 5624.224               | 7397.238     | 4250.531     | 6820.472     | 7903.543     | 5753.801     |
| 5834.449               | 7397.264     | 4252.475     | 6840.389     | 7907.507     | 5753.811     |
| 5854.397               | 7415.231     | 4599.528     | 6846.395     |              | 7248.632     |
| 6350.251               | 7415.254     |              | 6850.375     |              | 7248.642     |
| 6707.217               | 243 4250.480 |              |              |              | 7248.652     |
| 7395.265               | 4599.528     |              |              |              | 7248.661     |
| 7415.231               | 4623.396     |              |              |              |              |
| 7746.350               | 4629.387     |              |              |              |              |
| 243 7169.504           |              |              |              |              |              |
| 7173.509               |              |              |              |              |              |
| 7191.453               |              |              |              |              |              |
| 7205.416               |              |              |              |              |              |

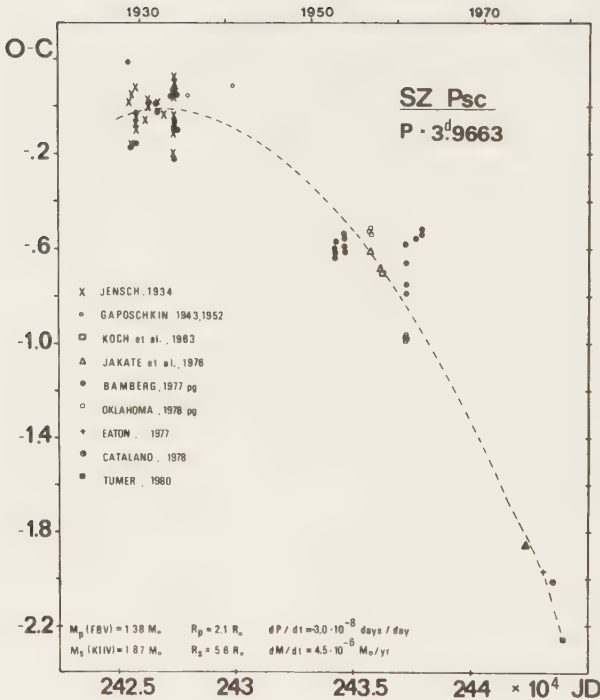


Abbildung 53 : (O-C)-Diagramm für SZ Psc (Periode  $P = 3.9663$  Tage);  
(photographische und photoelektrische Minima aus der Literatur  
und photographische Minima von Photoplatten aus Bamberg und  
Oklahoma )

Falls man diese Periodenabnahme als Massenaustausch interpretieren darf,  
ergibt sich bei konservativem Massenfluß, wie bei Jakate, (mit  $q = 0.74$   
und  $\Sigma M = 3.25 M_{\odot}$ ) eine Rate von

$$\frac{dM}{dt} = 1 \times 10^{-6} M_{\odot} / \text{Jahr.}$$

Aber in der vorherigen Diskussion ist schon ersichtlich, daß auch Massenverlust  
mit im Spiel sein könnte. In diesem Fall ergäbe sich nach (16) für Massenfluß  
durch  $L_2$  bzw.  $L_3$

$$\frac{dM}{dt} = 0.7 \times 10^{-6} \quad \text{bzw.} \quad 2 \times 10^{-5} M_{\odot} / \text{Jahr.}$$

Als Alternative wird noch bei Ulrich und Popper (1974) ein Sternwind vom K - Stern diskutiert, aber daraus erhält man viel zu kleine Massenflußraten von etwa  $10^{-9} M_{\odot}/\text{Jahr}$ .

In Abbildung 54 wird noch ein Modell des Systems SZ Psc präsentiert, um die vorherigen Ausführungen zu veranschaulichen.

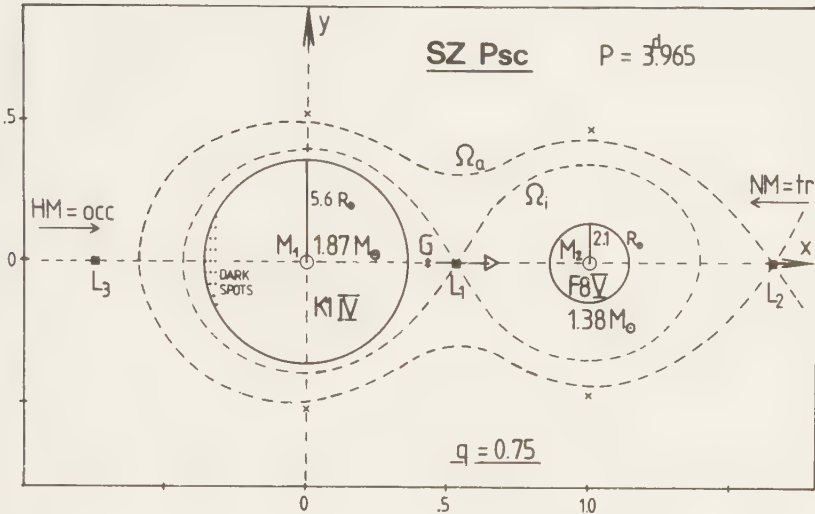


Abbildung 54: Modell des getrennten Systems SZ Psc (RS CVn - System), (gezeichnet mit den von Jakate (1976) abgeleiteten Dimensionen); zu beachten ist, daß die Primärkomponente (bezüglich der Masse) in der Zeichnung die photometrische Sekundärkomponente darstellt. Die vermutliche Richtung des Massenflusses von  $M_1$  nach  $M_2$  ist durch einen Pfeil angedeutet.

### III. HALBGETRENNTE SYSTEME

#### 1. U Cephei

Hall und Neff (1976) verglichen in 23 Algolsystemen die Massenflußraten von kühleren Unterriesen zur heißeren Komponente, einmal abgeleitet aus dem (O-C)-Diagramm, zum anderen berechnet nach Paczynski (1971) als thermische Rate aus den absoluten Massen, Radien und Leuchtkräften.

$$\frac{dM}{dt} \text{ (thermal)} = 3.2 \times 10^{-8} \left( \frac{R \cdot L}{M} \right) \frac{M_{\odot}}{\text{Jahr}} \quad \left( R, L^{\text{bol}}, M \right)$$

(in Sonneneinheiten !)

PACZYNSKI (1971) M = Masse der Komponente,  
die Masse verliert

Aus der guten Übereinstimmung schlossen sie, daß alle Algolsysteme einen schnelleren Massenfluß aufweisen, als bisher angenommen; das heißt, daß sie in einer thermischen und nicht in einer nuklearen Zeitskala Masse austauschen (Hall 1975). Als Beispiel wählten Hall und Neff U Cep mit einem Massenfluß von etwa  $8 \times 10^{-6} M_{\odot} / \text{Jahr}$ .

Ausführliche Untersuchungen über das System, über Spektren und absolute Dimensionen, finden sich bei Batten (1974), Markworth (1977), Wilson und Twigg (1980) und Broglia et al. (1980).

U Cep gilt als klassisches Beispiel für ein System mit Entwicklung nach Fall B; der Radius der Sekundärkomponente deutet auf Wasserstoffschalenbrennen hin, und die stark veränderliche Periode stützt diese Annahme.

U Cep wurde seit 1880 eifrig beobachtet, und das (O-C)-Diagramm ist reich überdeckt (850 Minima !). Neuere Analysen über Periodenänderungen stammen von Hall und Keel (1977), Rafert (1977), Crawford und Olson (1979). Deutlich erkennt man eine nach oben geöffnete Parabel (Abbildung 55), dazwischen allerdings immer kleinere Schwankungen; es ist keineswegs eine kontinuierlich verlaufende Kurve. Biermann und Hall (1973) entwarfen dafür ein Modell alternierender Periodenänderungen, bei dem, durch Instabilitäten (durch kontinuierlichen, nicht-stationären Austausch zwischen Bahn- und Rotationsdrehimpuls) verursacht, Masse in beiden Richtungen zwischen den Komponenten in einer dynamischen Zeitskala transferiert wird. Dazu passen auch die Ergebnisse von Wood (1977), der die Stabilität des Massenaustausches der Sekundärkomponente von halbgetrennten Systemen untersuchte und fand, daß Hauptreihensekundärkomponenten mit effektiven Temperaturen  $T_{\text{eff}} \gtrsim 5000 \text{ K}$  ( $M \gtrsim 0.8 M_{\odot}$ ) Masse in Pulsen austauschen, während kühlere, masseärmere Sekundärkomponenten kontinuierlich Masse austauschen.

Trotz dieser zeitlichen Schwankungen des Massenflusses kann man, säkular gesehen, eine Periodenzunahme feststellen, und zwar

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = 9 \times 10^{-7} / \text{Jahr} .$$

Diese Periodenänderung konnte abgeleitet werden aus visuellen, photographischen (Bamberger Photoplatten) und photoelektrischen (stärker gewichtet) Minima.  
Daraus läßt sich eine konservative Massenflußrate berechnen :

$$\frac{dM}{dt} = 2.6 \times 10^{-6} M_{\odot} / \text{Jahr}$$

Diese ist in ziemlich guter Übereinstimmung mit der von anderen Autoren angegebenen Massentransfer-Rate (Tabelle 42).

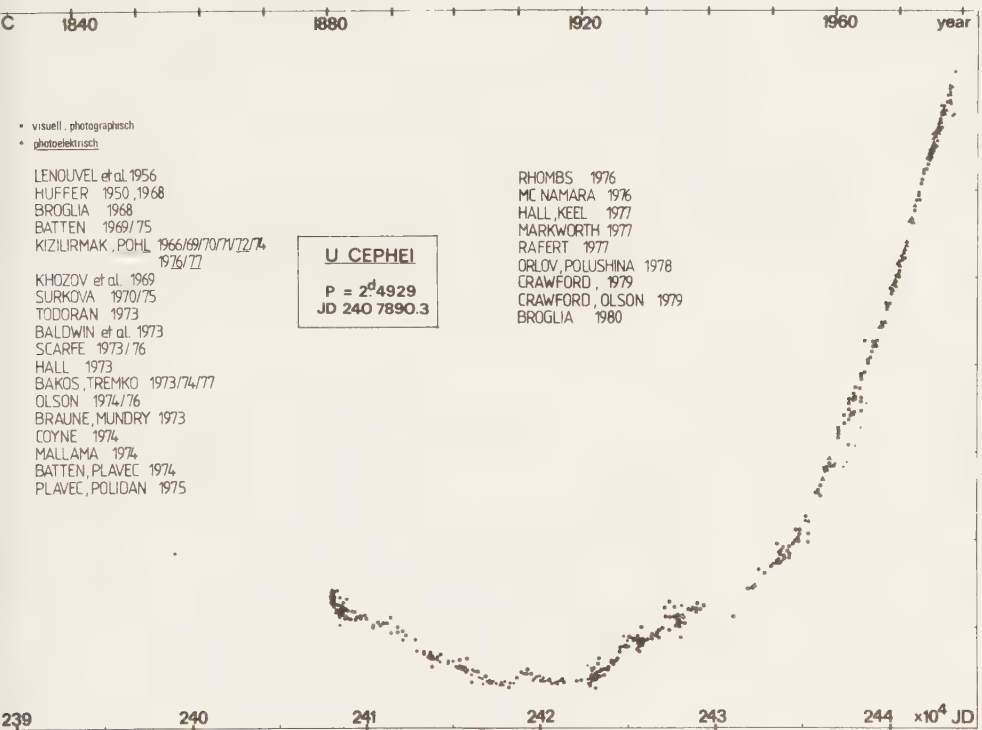


Abbildung 55 : (O-C)-Diagramm von U Cep mit visuellen, photographischen (Bamberger Photoplatten) und photoelektrischen Minima;  
letzte sind auf dem Diagramm einzeln aufgeführt ; insgesamt wurden 850 Minima verwendet.

Aus dem Diagramm ergibt sich eine Periodenzunahme von

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = 9 \times 10^{-7} / \text{Jahr} .$$

Tabelle 42 : Vergleich der Massenflußraten für U Cep bei verschiedenen Autoren

| Autor                    | $\frac{dM}{dt} \left( \frac{M_{\odot}}{\text{Jahr}} \right)$ |
|--------------------------|--------------------------------------------------------------|
| Wood und Forbes (1963)   | $1.38 \times 10^{-6}$                                        |
| Svechnikov et al. (1972) | $2.06 \times 10^{-6}$                                        |
| Batten (1974)            | $2.25 \times 10^{-6}$                                        |
| Hall und Neff (1976)     | $8.0 \times 10^{-6}$                                         |
| Olson (1976)             | $3. \times 10^{-5}$                                          |
| Rhomb und Fix (1977)     | $3. \times 10^{-7}$ (1974)                                   |
| Markworth (1977)         | $2.86 \times 10^{-6}$                                        |
| Wolfschmidt              | $2.6 \times 10^{-6}$                                         |

Allerdings könnte auch hier die Voraussetzung "konservativ" nicht erfüllt sein. Giuricin et al. (1980) untersuchten theoretisch den Massenaustausch und und Massenverlust bei 60 Algosystemen und stellten fest, daß eher der nicht-konservative Fall (Massenverlust) mit den Messungen konsistent ist. Auch die IUE - Beobachtungen von Kondo et al. (1979 und 1980) stützen diese These. Die Daten weisen darauf hin, daß viel Gas, das der G - Stern abgibt, danach den B - Stern umkreist und schließlich das System verläßt.

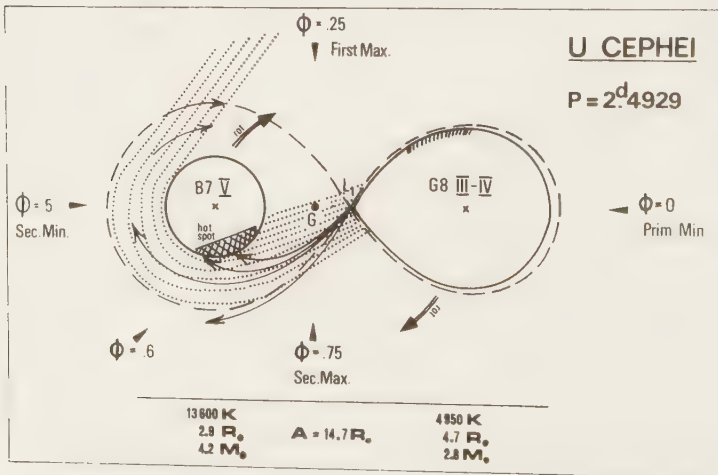


Abbildung 56 : Modell des halbgetrennten Systems U Cep (angedeutet ist der Massenfluß, wie er aus den Beobachtungen von Kondo et al. (1979 und 1980) folgt)

Der heiße Fleck auf der Primärkomponente wird verursacht durch die Materie, die von der G-Komponente auf die B - Komponente fällt und eine lokale Aufheizung bewirkt, was sich in den ANS - Lichtkurven durch ein viel höheres zweites Maximum bemerkbar macht (Kondo et al. 1978 a und b, Wolfschmidt et al. 1979). Olson (1978) dagegen suchte das Phänomen der ungleichen Maxima umgekehrt zu erklären, nämlich durch dunkle Flecken auf der anderen Seite des B-Sterns, als sie bei Kondo angenommen werden -- ein Effekt, der das erste Maximum absenken würde.

Olson (1980) berichtet von zusätzlichem Licht, das er zwischen 2. und 3. Kontakt im Hauptminimum von U Cep gesehen hat, für das er in einer optisch dicken Akkretionsscheibe um die heiße B - Komponente den hauptsächlichlichen Ursprung sucht.

Außerdem konnten in U Cep eruptive Massenfluß-Ereignisse beobachtet werden (Batten et al. 1975, Plavec und Polidan 1975, Rhombs und Fix 1976 /77). Während dieser Phase war die Totalitätsdauer im Visuellen kürzer oder verschwand sogar im UV - Bereich (Crawford 1979).

Alle diese Besonderheiten dieses äußerst aktiven Doppelsternsystems zeigen, daß es nötig ist, das System laufend zu überwachen, und es verspricht, neue Erkenntnisse über Massenaustausch und Massenverlust zu liefern.

## 2. V 367 Cygni

Der Bedeckungsveränderliche V367 Cyg ist ein äußerst aufschlußreiches System. Es wird ausführlich diskutiert bei Radeke (1980).

Durch die Untersuchung der Periodenänderung hofft man, über die Raten von Massenaustausch und Massenverlust und schließlich über Zeitskalen für verschiedene Entwicklungsstadien Aufschluß zu gewinnen.

In einem (O-C)-Diagramm sind alle visuellen, photographischen und photoelektrischen Minima zusammengestellt: im ganzen sind es nur 32 Minima (darunter 14 von Photoplatten aus Bamberg und Oklahoma); die Überdeckung des Zeitraums von 1940 bis 1980 ist nicht so gut, bedingt durch die lange Periode des Systems von  $P = 18.6$  Tagen. Im Diagramm wirkt die Streuung relativ groß, aber es sind nur 3% der Periode. Man kann versuchen, einen quadratischen Fit zu machen, dabei die neuen photoelektrischen Minima stärker zu wichten und das erste Minimum von Kukarkin (241 7193.7) ganz auszuklammern. Man erhält dann eine Periodenabnahme:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = -2.3 \times 10^{-6} / \text{Jahr}$$

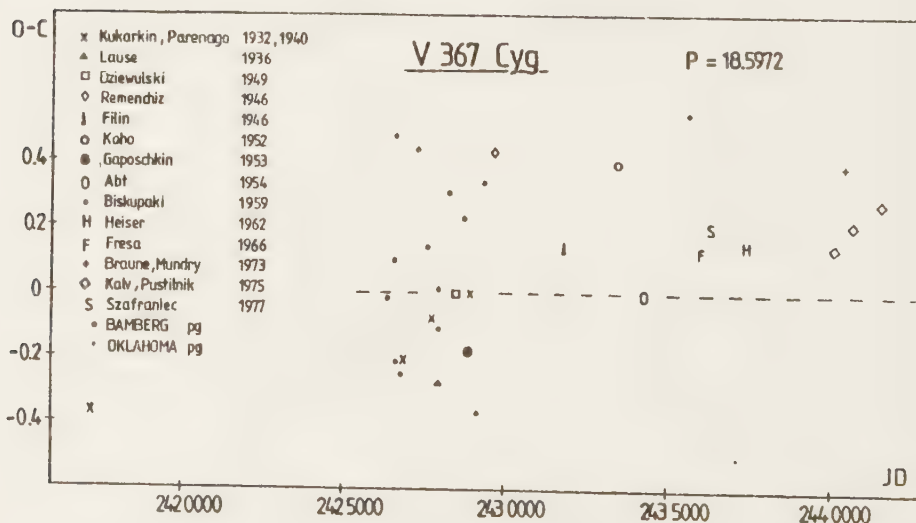


Abbildung 57: (O-C)-Diagramm von V 367 Cyg  
mit visuellen, photographischen und photoelektrischen Minima

Tabelle 43 : Photographische Minima von Platten aus Bamberg und Oklahoma

| BAMBERGER PHOTOPLATTEN |              |              | OKLAHOMA     |
|------------------------|--------------|--------------|--------------|
| 242 6427.558           | 242 7311.381 | 242 8752.452 | 243 7157.663 |
| 6632.247               | 7636.533     | 9170.290     |              |
| 6651.227               | 7980.455     | 9375.574     |              |
| 6808.573               | 8017.525     |              |              |
| 6808.615               | 8315.502     |              |              |

Falls man diese Periodenabnahme als Massenaustausch (konservativer Fall) interpretiert, dann erhält man mit einem Massenverhältnis  $q = 0.66$  und einer Gesamtmasse des Systems von  $25.9 M_{\odot}$  (nach Kreiner und Ziolkowski 1978) :

$$\frac{dM}{dt} = 2.3 \times 10^{-5} M_{\odot} / \text{Jahr}$$

Die Masse fließt in diesem Fall von der massereicheren zur masseärmeren Komponente in einer thermischen Zeitskala von 400 000 Jahren.

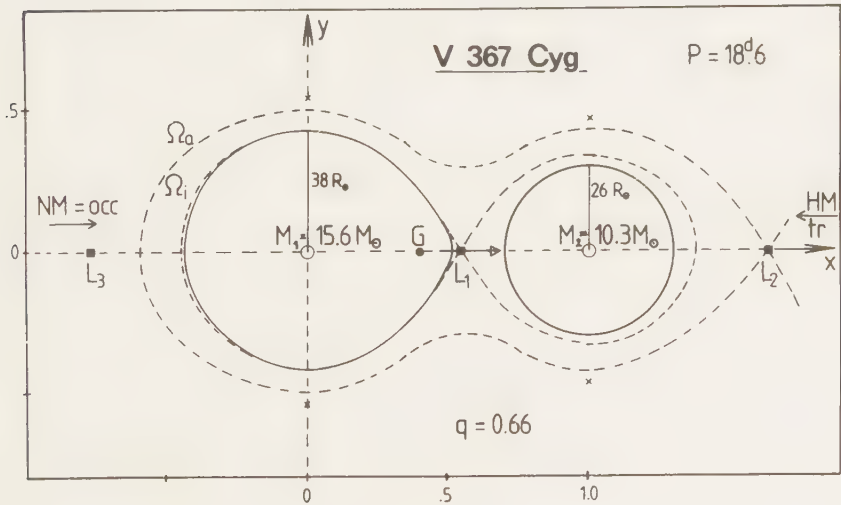


Abbildung 58 : Modell des halbgetrennten Systems V 367 Cyg  
(Dimensionen des Systems von Kreiner et al. 1978)  
Die Richtung des Massenflusses von M<sub>1</sub> nach M<sub>2</sub> ist angedeutet.

Kreiner und Ziolkowski (1978) nahmen bei der Massenbestimmung an, daß die Primärkomponente ihr Roche - Volumen füllt (ein seltener Fall !), weil sich im umgekehrten Fall zu große Massen ergaben.

Das System ist an der Grenze zum Kontakt, die Summe der Radien beträgt 0.71 (vergleiche 0.75 bei Kontakt).

Wegen des großen Radius der Primärkomponente kann man annehmen, daß Wasserstoffschalenbrennen stattfindet und sich das System nach Fall B entwickelt; auch die Periodenänderung weist darauf hin. Kreiner vermutet, daß sich der Massentransfer in Zukunft noch beschleunigt und sich das System wahrscheinlich in eine Konfigurationsentwicklung entwickeln wird.

Plavec (1973) diskutiert auch ausführlich die Entwicklung Algol-ähnlicher halbgetrennter Systeme und meint, daß nicht viele aus dem konservativen Fall A - Massentransfer entstehen können; vielmehr muß Massenverlust und Drehimpulsverlust oder eine vorübergehende Kontaktphase angenommen werden.

## E. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Im folgenden werden alle wichtigen Daten der vorliegenden zwölf Systeme in Tabelle 44 zusammengefaßt. Tabelle 45 enthält Informationen zur photoelektrischen Messung der acht Doppelsterne, von denen UBV -Lichtkurven vorhanden sind. Außerdem sind die Ergebnisse aus dem Wilson-Devinney-Programm für die halbgetrennten und Kontaktsysteme in Tabelle 46 und 47 einander gegenübergestellt.

Anschließend werden die Ergebnisse diskutiert und mit Werten aus der Literatur verglichen. Folgende Literaturzitate für W UMa-Systeme werden laufend bei den Diagrammen verwendet :

Analyse einzelner Systeme meist mit synthetischen Lichtkurvenprogrammen :

|                                    |                            |
|------------------------------------|----------------------------|
| Berthier 1973 und 1975             | Rigterink 1972 und 1973    |
| Burchi et al. 1977                 | Ruciński 1974, 1976 d      |
| Eaton et al. 1980                  | Twigg 1979                 |
| (Gleim 1967)                       | Winkler 1977               |
| Hutchings und Hill 1973            | Whelan et al. 1979         |
| Lucy 1973                          | Wilson und Biermann 1976 b |
| Lucy und Wilson 1979 a             | Wilson und Devinney 1973   |
| Mochnacki und Doughty 1972 a und b | Woodward und Wilson 1977   |
| Niarchos 1978                      | Worden et al. 1978         |

Falls keine dieser neueren Auswertungen vorliegt, wird auf Übersichtsartikel zurückgegriffen :

Mauder 1972  
Binnendijk 1970  
Kopal und Shapley 1956

In der Diskussion wird versucht, Unterschiede zwischen A- und W-Typen herauszuarbeiten an Hand von verschiedenen Parametern, wie Massenverhältnis, Spektraltyp, Periode, Grad der Bedeckung, Temperaturunterschiede zwischen den Komponenten und Grad des Kontakts.

Einige Parameter, wie Albedo, Gravitationsverdunklung, Randverdunklung, Grad des Kontakts, werden auch betrachtet im Hinblick auf verschiedene Modelle für die Struktur von W UMa-Systemen, Modifikationen des Lucy-Modells, um zu entscheiden, welche Modelle mit den Ergebnissen in Einklang stehen.

# 1. VERGLEICHENDE ÜBERSICHT ÜBER DIE ERGEBNISSE

**Tabelle 44** : Helligkeiten im Maximum, Tiefen von Haupt- und Nebenminimum, Spektraltypen, Koordinaten, Anfangsdaten (JD<sub>0</sub>), Perioden und verschiedene Katalognummern aller in der Arbeit behandelten Sterne

| Stern     | Max  | HM  | NM  | Sp.           | $\alpha$ 1950                                   | $\delta$ 1950 | JD <sub>0</sub> | PERIODE      | BD<br>AGK 3          | ColD<br>CPD          | HD        | andere<br>Kataloge               |
|-----------|------|-----|-----|---------------|-------------------------------------------------|---------------|-----------------|--------------|----------------------|----------------------|-----------|----------------------------------|
| TZ Boo    | 10.6 | 0.4 | 0.4 | G2V           | 15 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 18 <sup>s</sup> | +40°32.7'     | 243 9632.8415   | 0.297 161 74 | +40°2857             | +38°1926             | 150 440   | S 5436                           |
| AC Boo    | 10.5 | 0.6 | 0.5 | F8V           | 14 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 44 <sup>s</sup> | +46°33.75'    | 243 7764.6736   | 0.352 431 38 | +46°2004             | -                    | 145 246   | BV45.                            |
| PX Car    | 9.6  | 0.9 | 0.4 | A2            | 06 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup> | -54°31.5'     | 242 8656.300    | 0.795 101    | -                    | -54°1411             | 044 863   | BV646, CSV102507<br>SAO 23 44 58 |
| SV Cen    | 8.8  | 1.3 | 0.7 | B8            | 11 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 30 <sup>s</sup> | -60°17.25'    | 244 2097.275    | 1.658 984    | -                    | -59°3950<br>-59°3809 | 102 552   | HV 1289                          |
| U Cep     | 6.8  | 3.2 | 0.1 | B6V<br>G8III  | 00 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> | +81°36.41'    | 244 2731.6400   | 2.493 009 6  | +81°0025<br>+81°0022 | -                    | 005 679   | ADS 830 A                        |
| V 367 Cyg | 7.4  | 0.6 | 0.4 | B8 Ia         | 20 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup> | +39°06.14'    | 243 4266.296    | 18.597 2     | +38°4235<br>+39°2197 | -                    | 198 287/8 | ADS 14 314 A<br>JD5 3392         |
| RS Ind    | 9.9  | 0.6 | 0.2 | F4            | 21 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 27 <sup>s</sup> | -70°33.45'    | 242 7000.179    | 0.624 065 1  | -                    | -70°1841<br>-70°2860 | -         | HV 3032                          |
| TY Men    | 7.7  | 0.4 | 0.4 | A3            | 05 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> | -81°37.5'     | 244 2054.797    | 0.461 666 6  | -                    | -81°0172<br>-81°0148 | 037 909   | BV457                            |
| UZ Oct    | 9.4  | 0.5 | 0.5 | A8, F8        | 04 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup> | -84°53.9'     | 244 2064.4480   | 1.149 354 9  | -                    | -85°0047<br>-85°0055 | -         | BV421<br>SAO 25 83 92            |
| AD Phe    | 10.0 | 0.5 | 0.5 | -             | 01 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 22 <sup>s</sup> | -40°01.6'     | 242 8672.685    | 0.379 911    | -                    | -40°0288<br>-40°0117 | -         | BV 1260, S 7148<br>CSV 5706      |
| SZ Pic    | 8.3  | 0.7 | 0.1 | K1 IV<br>F8 V | 23 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup> | +02°24.17'    | 244 2308.7671   | 3.965 342 86 | +0°4695<br>+02°2918  | -                    | 219 113   | -                                |
| CX Vir    | 9.2  | 0.7 | 0.3 | F5            | 14 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup> | -15°20.9'     | 242 6092.325    | 0.746 077    | -14°3885             | -                    | 123 660   | BV 508                           |



**Tabelle 46 :** Physikalische Parameter von halbgetrennten Systemen, ermittelt mit dem Wilson-Devinney-Programm (Mode 5) (Bezeichnungen wie Tabelle 8)

|                         | PX Car = BV 646                  | CX Vir = BV 508                  | RS Ind                           |
|-------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| $T_1^x$                 | 7500 K (A9)                      | 6250 K (F5)                      | 7200 K (F0)                      |
| $G_1 (= G_2)^x$         | 1.0                              | 1.0                              | 1.0                              |
| $A_1 (= A_2)^x$         | 1.0                              | 1.0                              | 1.0                              |
| $i$ ( $i_1$ )           | $76.^\circ 57$ ( $89.^\circ 0$ ) | $72.^\circ 95$ ( $85.^\circ 8$ ) | $72.^\circ 23$ ( $84.^\circ 0$ ) |
| $T_2$                   | 5960 K                           | 4410 K                           | 4160 K                           |
| $q$                     | 0.878                            | 0.686                            | 0.533                            |
| $\Omega_1$              | 3.598                            | 3.220                            | 2.971                            |
| $\Omega_2 = \Omega_1^x$ | 3.549                            | 3.219                            | 2.939                            |
| $L_1 / (L_1 + L_2)$     | .743, .788, .832                 | .899, .936, .962                 | .965, .983, .993                 |
| $x_1$ VBU               | .64, .75, .71                    | .66, .73, .77                    | .75, .92, .93                    |
| $\Sigma$ Res            | 0.022                            | 0.037                            | 0.025                            |
| $P/S/B//P$              | .361, .379, .406 / .454          | .387, .409, .438 / .510          | .397, .419, .443 / .486          |
| $P/S/B//P$              | .345, .362, .393 / .461          | .325, .340, .372 / .437          | .306, .320, .352 / .414          |
| $k / \tau_1, \tau_2$    | .961 / .381, .366                | .839 / .411, .345                | .776 / .419, .325                |
| $J_k / J_g$             | .375, .292, .219                 | .160, .097, .056                 | .060, .029, .012                 |
| $\Delta T / T_1$        | 0.21                             | 0.29                             | 0.42                             |

**Tabelle 47:** Physikalische Parameter von Kontaktsystemen, bestimmt mit dem Wilson-Devinney-Programm (Mode 3)  
(Bezeichnungen wie Tabelle 8)

|                          | AC Boo = BV 45                           | TZ Boo                                   | TY Men = BV 457                          | UZ Oct = BV 421                          | AD Phe = BV 1260                         | PX Car = BV 646                          |
|--------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|
| $T_1^*$                  | 6100 K (F9)                              | 4970 K (K2)                              | 6790 K (A3)                              | 5900 K (F8)                              | 6000 K                                   | 9700 K (K2)                              |
| $i$ ( $i_1$ )            | 84. <sup>0</sup> 09 (77. <sup>0</sup> 2) | 74. <sup>0</sup> 35 (70. <sup>0</sup> 1) | 76. <sup>0</sup> 45 (74. <sup>0</sup> 0) | 76. <sup>0</sup> 05 (75. <sup>0</sup> 6) | 73. <sup>0</sup> 81 (83. <sup>0</sup> 9) | 80. <sup>0</sup> 40 (83. <sup>0</sup> 3) |
| $T_2$                    | 3800 K                                   | 4820 K                                   | 8390 K                                   | 5870 K                                   | 5960 K                                   | 7325 K                                   |
| $G_1$                    | 0.37                                     | 0.47                                     | 0.27                                     | 0.30                                     | 0.36                                     | 0.98                                     |
| $A_1$                    | 1.0                                      | 0.91                                     | 0.60                                     | 0.51                                     | 0.69                                     | 0.74                                     |
| $q$ ( $\frac{1}{2}$ )    | 3.626 (0.276)                            | 7.911 (0.126)                            | 0.196                                    | 0.230                                    | 0.543                                    | 0.512                                    |
| $\Omega_1$               | 7.274                                    | 12.440                                   | 2.212                                    | 2.240                                    | 2.939                                    | 2.843                                    |
| $L_1/(L_1+L_2)$          | .283, .296, .310                         | .163                                     | .835, .840, .846                         | .785, .786, .787                         | .644, .645, .648                         | .828, .859, .889                         |
| $x_1$ VBU                | .64, .72, .76                            | .74                                      | .73, .73, .69                            | .80, .92, .90                            | .62, .77, .84                            | .56, .73, .73                            |
| $\Sigma$ Res             | 0.054                                    | (0.002)                                  | 0.027                                    | 0.012                                    | 0.007                                    | 0.020                                    |
| $P/S/B$                  | .265, .278, .319                         | .213, .222, .264                         | .491, .535, .558                         | .492, .538, .566                         | .410, .436, .465                         | .422, .450, .482                         |
| $P/S/B$                  | .472, .511, .539                         | .527, .586, .607                         | .234, .244, .279                         | .259, .272, .322                         | .309, .324, .358                         | .311, .327, .365                         |
| $k < 1 / F_1 F_2$        | .565 / .286, .507                        | .405 / .232, .572                        | .477 / .327, .252                        | .534 / .531, .283                        | .755 / .436, .329                        | .741 / .450, .334                        |
| $k_c / J_g$              | 1.24, 1.32, 1.41                         | 1.19                                     | .868, .837, .800                         | .962, .954, .947                         | .970, .961, .953                         | .378, .299, .227                         |
| $\Omega_1, \Omega_2 / F$ | 7.433, 6.807 / 25%                       | 12.661, 12.012 / 54%                     | 2.223, 2.098 / 9%                        | 2.306, 2.160 / 45%                       | 2.958, 2.636 / 6%                        | 2.899, 2.594 / 18%                       |
| $\Delta T / T_1$         | -5%                                      | -3%                                      | +5%                                      | +0.4%                                    | +0.7%                                    | +25%                                     |

## II. TIEFE DER MINIMA UND THEORETISCHE LICHTKURVEN

In Tabelle 45 wurden die Tiefen der Minima und die Differenz in den Maxima vergleichend zusammengestellt. Auffallend ist, daß bei allen Lichtkurven, sowohl bei den A- als auch bei den W-Typen und auch bei den halbgetrennten Systemen, jeweils das erste Maximum (bei  $\Phi = 0.25$ ) das höhere ist. Dieser sog. "Periastroneffekt" konnte immer noch nicht befriedigend geklärt werden. Wenn man annimmt, daß er durch die gegenseitige Aufheizung der einander zugewandten Seiten zustande kommt, dann müßten beide Maxima höher werden. Nach Lucy (1973) beträgt dieser Reflexionseffekt in W UMa-Systemen nur  $0^m 015$ .

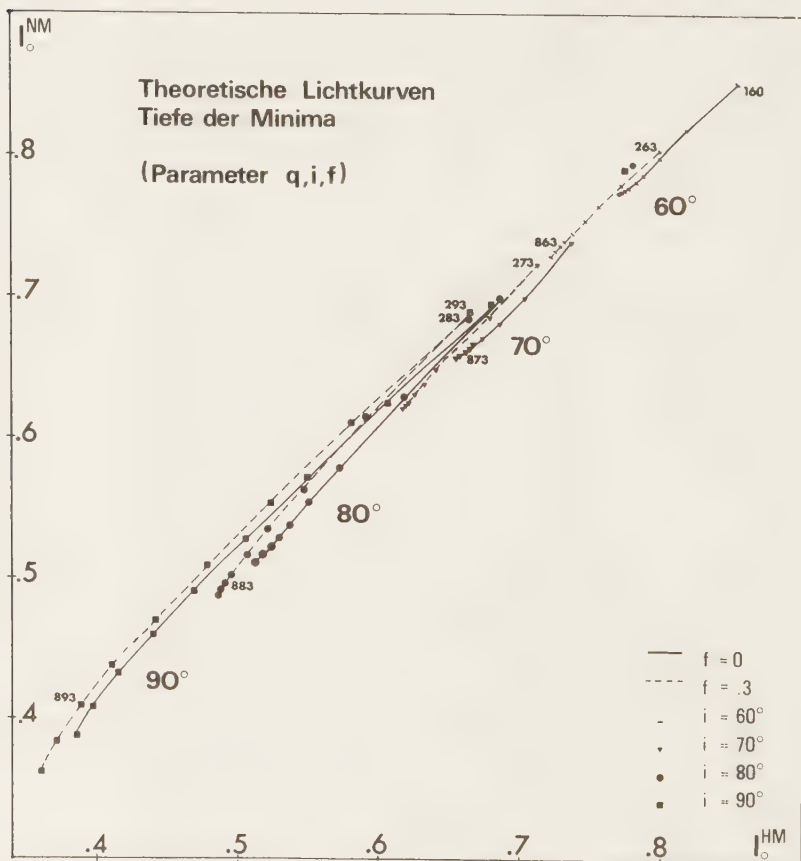


Abbildung 59: Theoretische Lichtkurven für A-Typen, gerechnet mit dem Wilson-Devinney-Programm; aufgetragen ist die auf 1 normierte Helligkeit in den Minima; die Parameter  $q, i, f$  wurden variiert.

Vielleicht kann man die verschiedenen hohen Maxima durch Massenaustausch zwischen den Komponenten erklären, wobei die eine Seite aufgeheizt (oder die andere durch absorbierendes Material verdunkelt) wird. Eine ähnliche Deutung bieten Lucy und Wilson (1979) im Rahmen der TRO-Theorie an.

In der letzten Spalte von Tabelle 45 steht die Anzahl der Iterationen, die zur Lösung nötig waren. Diese Anzahl ist ziemlich groß, weil bei den meisten Systemen noch keine Lösung vorlag und die Anfangswerte, die mit Hilfe der Russell-Merrill-Methode gewonnen wurden, häufig nicht gut genug waren. Daher mußten viele Massenverhältnisse und auch verschiedene Kombinationen der übrigen Parameter getestet werden.

Um dies Verfahren zu vereinfachen, wurde ein Netz von theoretischen Lichtkurven mit dem Wilson-Devinney-Programm gerechnet. Die drei wichtigsten Parameter bei Kontaktsystemen sind  $q$ ,  $i$ ,  $f$  (bzw.  $\Omega_1$ ), alle anderen  $T_{1,2}$ ,  $x_1$ ,  $A_1$ ,  $G_1$  üben nur geringen Einfluß auf die Form der Lichtkurve aus (Abb. 1).

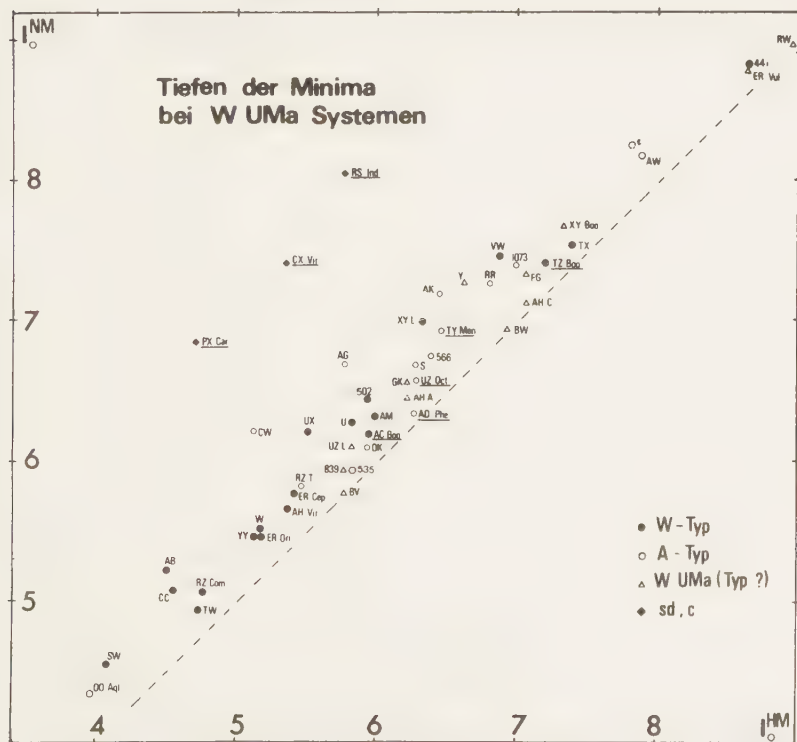


Abbildung 60: Tiefe der Minima bei W UMa-Systemen  
(zusätzlich sind drei halbgetrennte Systeme zum Vergleich angegeben)

Folgende Parameter wurden , wie folgt, variiert :

$q = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, \dots, 1.0$

$i = 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$

$f = 0, f = 0.3$

Die Helligkeit (der auf 1 normierten Lichtkurve) in den Minima wurde in ein Diagramm eingetragen (Abbildung 59); daraus lassen sich nun jeweils  $q, i, f$  (Massenverhältnis, Bahnneigung und Grad des Kontakts) ablesen und als Anfangswerte für das Rechnen mit dem Wilson-Devinney-Programm verwenden.

Die Tiefe der Minima ist bei größeren Massenverhältnissen praktisch nur durch die Bahnneigung bestimmt, bei kleineren Massenverhältnissen ist  $q$  selbst der bestimmende Faktor, und die Abhängigkeit von der Bahnneigung ist nicht ausgeprägt.

In einem weiteren Diagramm (Abbildung 60) sind im gleichen Maßstab die Helligkeiten im Minimum bei verschiedenen Kontaktsystemen aus der Literatur und vorliegende Ergebnisse eingetragen. Die gestrichelte Linie ist die Grenze, bei der beide Minima gleich tief sind. Alle Systeme liegen oberhalb oder höchstens auf dieser Linie, da per definitionem das Hauptminimum tiefer ist.

### III. ZUSAMMENHÄNGE ZWISCHEN PERIODE, MASSENVERHÄLTNIS UND SPEKTRALTYP

Die Trennung zwischen A- und W-Typen kann man veranschaulichen, indem man

$$\frac{J_k}{J_g} = \frac{1}{k^2} \cdot \frac{L_k}{L_g}$$

mit  $J$  = Oberflächenhelligkeit

$L$  = Leuchtkraft

$k$  = Radienverhältnis

berechnet—hierbei entspricht  $< 1$  einem A-Typ und  $> 1$  einem W-Typ—

und nach Binnendijk (1970) ein  $(\lg k - (-2.5 \lg L_k/L_g))$ -Diagramm zeichnet.

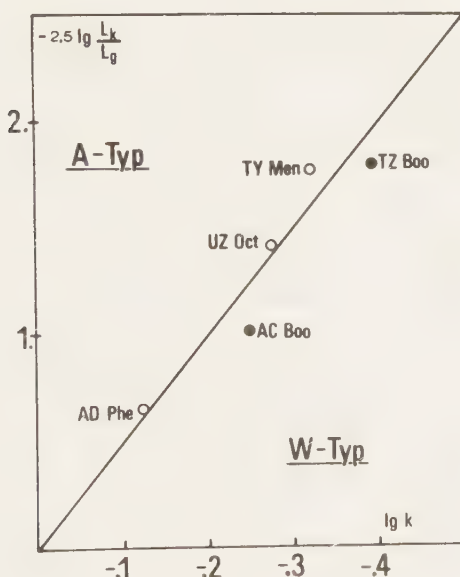


Abbildung 61 : Unterscheidung von A- und W-Typ  
(eingetragen sind die in der Arbeit vorkommenden Systeme)

Insgesamt kann man feststellen, daß A- und W-Typen etwa gleich häufig sind (in vorliegender Liste sind 21 A-, 20 W-Typen und 19 nicht identifizierte Systeme). Bei Mauder (1972) gab es zum Beispiel nur 2 A-Typen unter 32 W-Typen. Yamasaki (1975 b) fand 16 A- und 17 W-Typen.

Aus dem Histogramm der Periode (Abbildung 62) sieht man, daß bei W-Typen die Periode immer kleiner als 0.5 Tage ist und ein Peak bei  $P \approx 0.3$  Tagen vorhanden ist; bei A-Typen sind zwei Peaks bei  $P \approx 0.4$  und  $P \approx 0.6$  Tagen feststellbar; bei  $P = 1.1$  Tage gibt es sogar noch ein System vom A-Typ: UZ Oct.

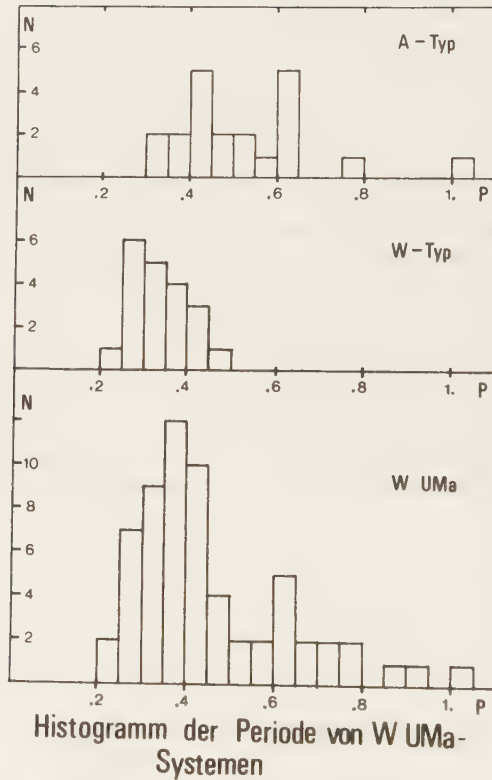


Abbildung 62 : Histogramm der Periode bei A- und W-Typen und bei W UMa-Systemen allgemein (eingeschlossen Systeme unbekannten Typs)

Zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen A- und W-Typen (siehe A V 2) wurde noch ein ( $q$  - Spektraltyp) - Diagramm (Abbildung 63) aller in der Literatur vorkommenden W UMa-Systeme gezeichnet. Man erkennt klar die Konzentration der A-Typen auf Massenverhältnisse  $q \leq 0.54$  (Ausnahme OO Aql), wobei S Ant und AD Phe  $q \approx 0.54$ , die anderen A-Typen dagegen sogar  $q < 0.40$  aufweisen. Die W-Typen reichen von  $q \approx 0.30$  bis  $q \approx 0.90$  (mit Ausnahme von TZ Boo).

Auch von der Temperatur bzw. dem Spektraltyp her gesehen, fällt die Trennung in die heißeren A-Typen (frühere Spektraltypen) und die kühleren W-Typen auf.



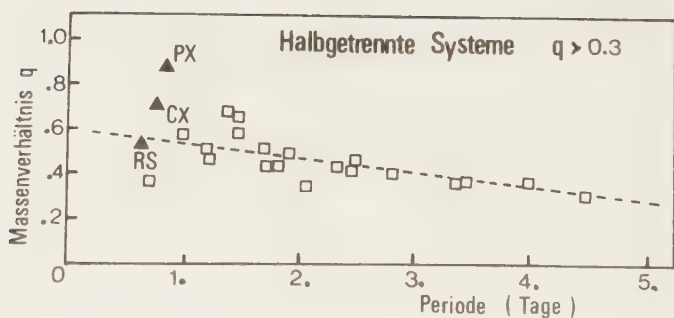


Abbildung 64 : Perioden-Massenverhältnis-Beziehung für halbgetrennte Systeme nach Sinzhal und Srivastava (1978)  
 (eingetragen sind drei Systeme aus vorliegender Arbeit :  
 RS Ind ( $P = 0.624$ ), CX Vir ( $P = 0.746$ ), PX Car ( $P = 0.795$ ))

## IV. BAHNNEIGUNG UND GRAD DER BEDECKUNG BEI W UMa-SYSTEMEN

Den Grenzwinkel für totale Bedeckung  $i_t$  erhält man, wie man sich geometrisch leicht vorstellen kann, nach folgender Formel :

$$\cos i_t = r_g - r_k$$

Bei den hier behandelten Kontaktsystemen liegt bei allen außer AD Phe (und PX Car) eine totale Bedeckung vor. Bei einer Auftragung von  $i_t$  über  $i$  kann man erkennen, daß die Anzahl der A-Typen mit totaler Bedeckung größer ist als die Anzahl der W-Typen. Dies wird verständlich, wenn man daran denkt, daß bei A-Typen das Massenverhältnis  $q < 0.55$  ist, bei W-Typen  $q \geq 0.30$  und daß bei kleinerem Massenverhältnis die Wahrscheinlichkeit einer totalen Bedeckung höher ist.

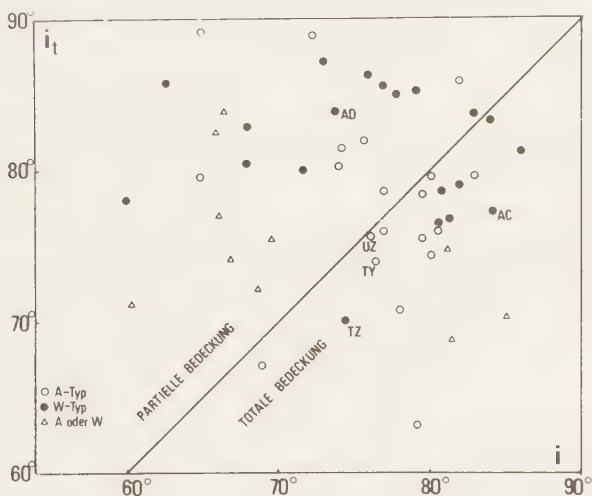


Abbildung 65 : Partielle und totale Bedeckung bei A- und W-Typen

$i$  = Bahnneigung

$i_t$  = Grenzwinkel für totale Bedeckung

Dies wird auch deutlich, wenn man die Bahnneigung über dem Radienverhältnis aufträgt und an Lucys (1968 a) Beziehung  $k^{2.17} = q$  denkt; das heißt, bei kleinem Radienverhältnis gibt es mehr totale als partielle Bedeckungen.

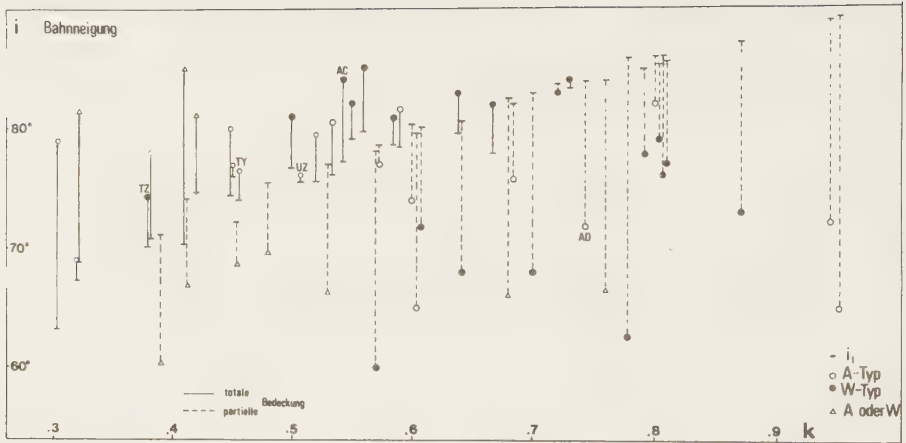


Abbildung 66 : Zusammenhang zwischen Bahnneigung und Radienverhältnis bei totaler und partieller Bedeckung bei W UMa-Systemen

Wenn man dies quantitativ untersucht, hat man nach Binnendijk (1970) folgende Beziehung für das Verhältnis der Anzahl der Systeme mit totaler Bedeckung  $N_t$  zur Gesamtzahl der betrachteten Systeme  $N_{ges}$  :

$$\frac{N_t}{N_{ges}} = \frac{1 - k}{1 + k} \quad \text{bzw.} \quad \frac{N_p}{N_{ges}} = \frac{2k}{1 + k} \quad \text{mit } N_p = \text{Anzahl der Systeme mit partieller Bedeckung}$$

Die Übereinstimmung für große  $k$  ist ziemlich gut, bei kleinen  $k$  ist es leichter, Systeme mit totaler Bedeckung zu entdecken; daher sind im Diagramm (Abbildung 67) zu viele Systeme mit totaler Bedeckung und zu wenige mit partieller Bedeckung vorhanden :

$$\frac{N_t}{N_p} = \frac{1 - k}{2k}$$

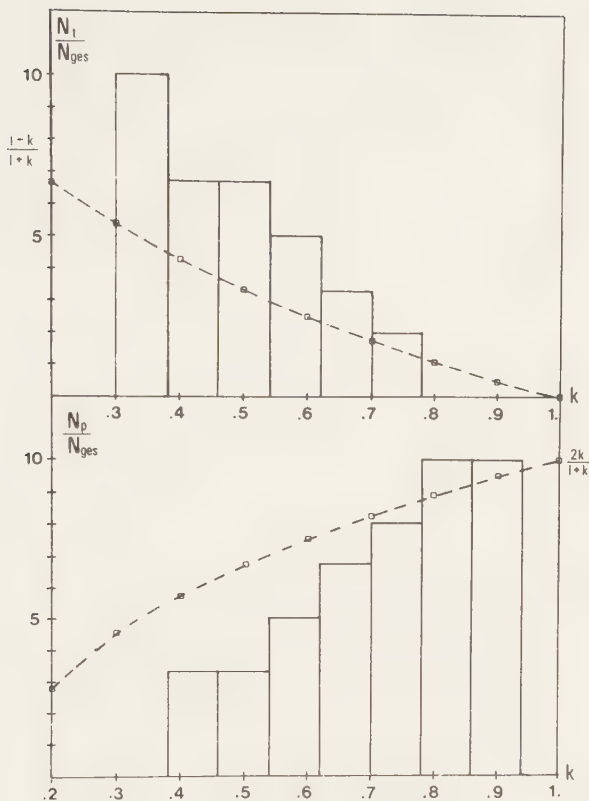


Abbildung 67 : Histogramm für die Anzahl der W UMa-Systeme mit totaler ( $N_t$ ) bzw. partieller ( $N_p$ ) Bedeckung zur Gesamtzahl der Systeme ( $N_{ges}$ )

# V. UNTERSUCHUNG DER TEMPERATURUNTERSCHIEDE BEI ENGEN DOPPELSTERNSYSTEMEN

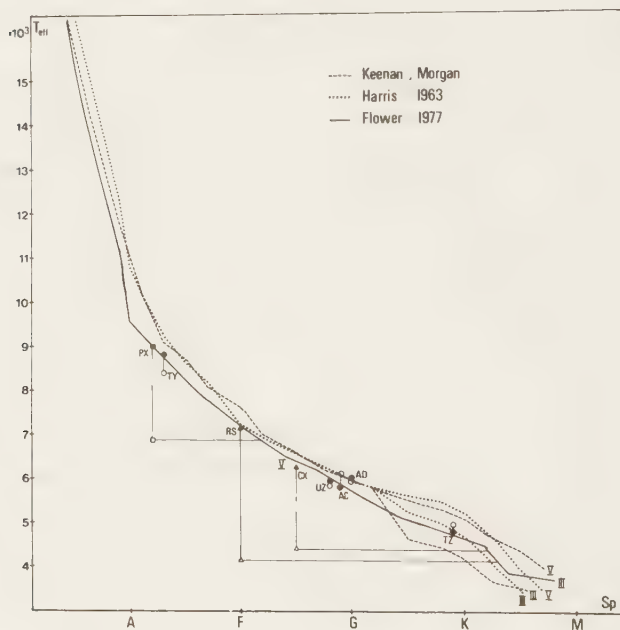


Abbildung 68 : Spektraltyp - Temperatur - Diagramm

Es gibt verschiedene Spektraltyp - Temperatur-Beziehungen, die in einem Diagramm vergleichend dargestellt wurden. Daraus kann — da der Spektral- typ meist bekannt ist — die Temperatur der Primärkomponente für die Rechnungen mit dem Wilson-Devinney-Programm abgelesen werden. Die Beziehung von Flower (1977) wurde in dieser Arbeit verwendet.

Mit dem Programm wird dann die Temperatur der zweiten Komponente bestimmt. In Abbildung 69 sind die Temperaturunterschiede bei engen Doppelsternsystemen dargestellt.

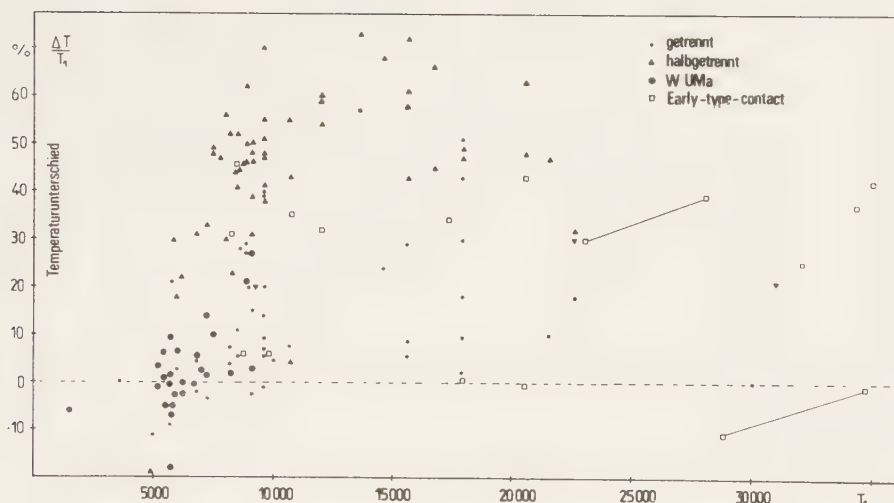


Abbildung 69 : Temperaturunterschiede bei engen Doppelsternsystemen  
 Hierbei kommt es nicht so sehr auf den absoluten Wert der Temperatur der Primärkomponente  $T_1$  an, sondern vielmehr auf den Unterschied zur Sekundärkomponente.  
 (Die Daten für die (halb-)getrennten Systeme stammen von Giannone et al. (1974).)

Deutlich konzentrieren sich die getrennten Systeme auf den Bereich niedriger Temperaturen von 4000 K bis 11 000 K; dazu gibt es eine kleinere Gruppe bei 18 000 K. Die Temperaturen der beiden Komponenten unterscheiden sich um höchstens 30%, wobei die Primärkomponente heißer ist.

Die halbgetrennten Systeme (sd und sd-d) liegen im Mittel bei 9000 K, allerdings ist hier die Primärkomponente um etwa 50% heißer. Es gibt ebenfalls noch einige halbgetrennte Systeme im Bereich höherer Temperaturen.

Die Kontaktsysteme frühen Typs liegen bei Temperaturen von 10 000 K bis 40 000 K; sie weisen auch einen ziemlich großen Temperaturunterschied von 30 bis 40% auf. Ausnahmen bilden nur die beiden Systeme BH Cen und V 701 Sco (mit  $q = 1$ ), wo beide Komponenten gleiche Temperatur besitzen.

Schließlich bevölkern die W UMa-Systeme (Abbildung 70) hauptsächlich den Bereich sehr tiefer Temperatur von 5000 K bis 6000 K, die Komponenten unterscheiden sich um nur etwa 10%, wobei bei den W-Typen von 5000 K bis 6000 K die Sekundärkomponente heißer ist, wogegen bei den A-Typen mit Temperaturen von (6000 - 9000) K beide gleich heiß sind oder die Primärkomponente etwas heißer ist. Auch Rucinski (1973) schreibt, daß A-Typen im Mittel heißer sind als die W-Typen, und stellt zur Diskussion, ob dies im Zusammenhang mit dem unterschiedlichen Grad von Kontakt steht.

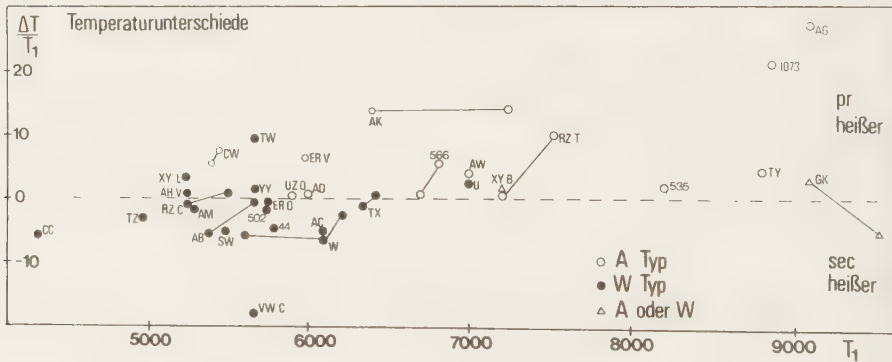


Abbildung 70: Temperaturunterschiede zwischen den Komponenten von W UMa-Systemen



Rucirski (1969) erhält aus theoretischen Rechnungen für Kontaktsysteme mit konvektiven Hüllen (also für W UMa-Systeme) als Albedo  $A = 0.5$  (statt  $A = 1$ , was für radiative Hüllen gilt). Dies wird gestützt durch Beobachtungen von Napier (1971), Koch (1973) und durch eine Arbeit über Algol von Wilson et al. (1972). Auch Berthier (1975) findet empirisch, daß er bei seinen Lichtkurven bei Annahme einer Albedo von  $A = 0.5$  statt  $A = 1$  bessere Resultate erzielt.

Bei den hier mit dem Wilson-Devinney-Programm untersuchten Systemen kann dies von den A-Typen bestätigt werden, die einen Wert von etwa  $A = 0.5 \pm 0.25$  ergeben, wobei der Fehler ziemlich groß ist und die Unbestimmtheit der Werte verdeutlicht; aber eine Entscheidung zwischen 0.5 und 1.0 ist sicher möglich. Bei den W-Typen ergab sich allerdings ein Wert, der näher bei  $A = 1$  liegt; dabei muß man jedoch betonen, daß beide W-Typen in vorliegender Arbeit, AC Boo und TZ Boo, nicht repräsentativ für diese Gruppe sind, wegen der besonders stark veränderlichen Lichtkurve und wegen des sehr kleinen Massenverhältnisses. Damit stimmt auch AW UMa überein, das W UMa-System mit dem kleinsten Massenverhältnis, das auch mit  $A = 1$  die beste Lösung besitzt (Wilson und Devinney 1973).

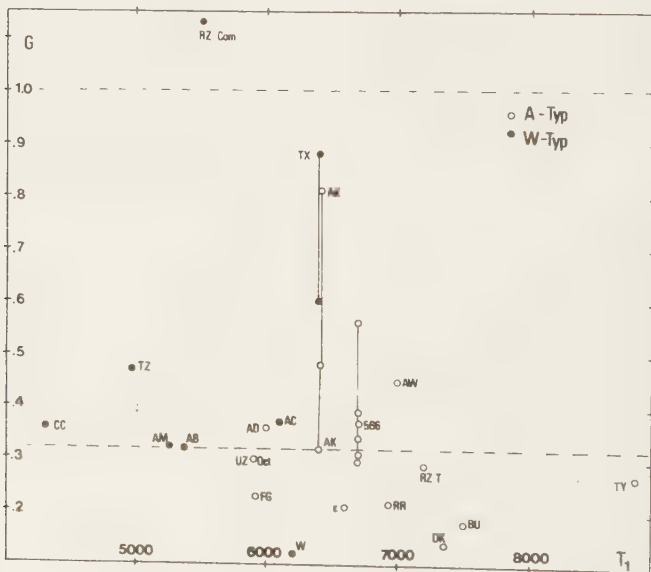


Abbildung 72: Gravitationsverdunklung, aufgetragen über der Temperatur der Primärkomponente für A- und W-Typen

Problematisch ist AK Her mit  $A = 2$  (Woodward und Wilson 1977), was bedeutet, daß doppelt so viel abgestrahlt wird als empfangen.

Im ganzen kann man sagen, daß die Albedo den Bereich von  $0.3 \leq A \leq 1$  überdeckt, aber es ist keine Korrelation zwischen der Albedo und dem Typ (A oder W) beziehungsweise der Temperatur erkennbar. Es lassen sich erst dann bessere Aussagen machen, wenn noch mehr Systeme mit dem Wilson-Devinney-Programm oder dem Wood-Programm analysiert werden.

Die Gravitationsverdunklung sollte nach Lucy (1967) für konvektive Hüllen bei  $G = 4\beta = 0.32$  liegen; nach Biermann und Thomas (1972) sollte gelten  $0.24 \leq G \leq 0.40$ . Bei radiativen Hüllen dagegen erwartet man  $G = 1$ , was sich auch gut bestätigt bei Kontaktsystemen frühen Typs, zum Beispiel, bei SV Cen und BH Cen, die mit  $A = 1$  und  $G = 1$  die beste Lösung ergeben.

Die vorliegenden Ergebnisse für W UMa-Systeme und einige weitere, die aus der Literatur entnommen sind passen gut zu Lucys Wert  $G = 0.32$  mit einem Fehler von etwa 0.1 im Mittel (Abbildung 71).

Auffallend groß sind die G-Werte für die beiden W-Typen RZ Com (Wilson und Devinney 1973) mit  $G > 1$  und TX Cnc (Wilson und Biermann 1976). Ruciński (1978) meint, daß Wilsons Erfolg, die W-Typ-Lichtkurven ohne eine heißere Sekundärkomponente zu erklären, nur an den großen Werten der Gravitationsverdunklung liegt. Robertson und Eggleton (1977) schätzten, daß man bei  $G \approx 1.8$  eine W-Typ-Lichtkurve erhält, allerdings wird dabei der Grad des Kontakts reduziert.

Rigterink (1973) setzte für AB And  $G = 1$  und  $A = 1$  voraus. Dagegen fand Berthier (1975) trotz Anfangswert  $G = 1$  für AB And und Eaton (1980) für W UMa deutlich kleinere Werte, im letzten Fall sogar  $G < 0.2$ .

Ähnlich werden hier für TZ Boo und AC Boo Werte von  $G = 0.35$  gewonnen.

Im Gegensatz dazu ist bei A-Typen die Tendenz klar, daß  $G$  viel kleiner als eins ist — mit Ausnahme höchstens von AK Her (Woodward und Wilson 1977). Bei Twigg (1979) wird sogar  $G \approx 0.2$  bevorzugt.

Es sieht so aus, als ob nicht kontinuierlich alle Werte von  $0 \leq G \leq 1$  vorkommen, sondern bei W-Typen eine Konzentration bei  $G \approx 0.32$  und eventuell auch bei  $G \approx 1$  zu bemerken ist, bei A-Typen dagegen nur bei  $G \approx 0.32$ , was auf eine Bestätigung des Modells der gemeinsamen konvektiven Hülle bei A-Typen hindeutet.

Ein Zusammenhang mit den Werten für die effektive Temperatur ist nicht deutlich erkennbar (Abbildung 72 und 73). Vielleicht sind auch nur zu wenige Werte bisher bekannt.

Zusätzlich könnte man noch prüfen, ob es eine Relation zwischen der Gravitationsverdunklung und dem Grad des Kontakts gibt.

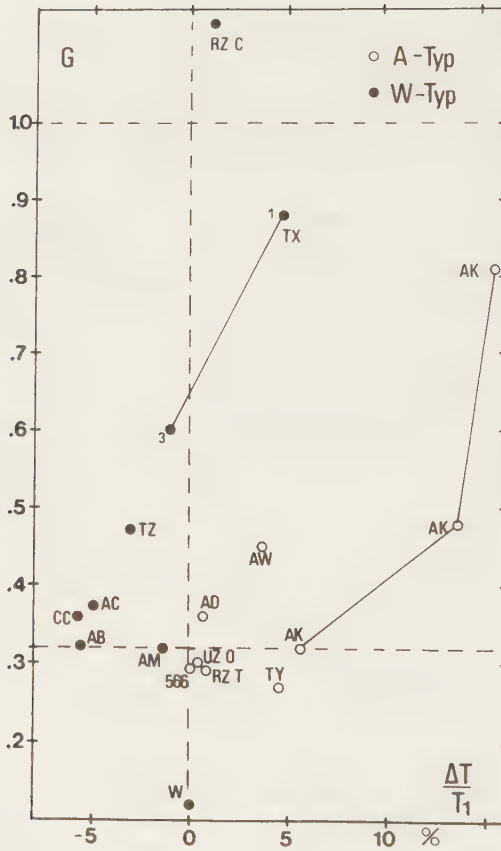


Abbildung 73: Gravitationsverdunklung, aufgetragen über dem Temperaturunterschied zwischen den Komponenten bei A- und W-Typen

## VII. LEUCHTKRAFT BEI ENGEN DOPPELSTERNSYSTEMEN

Im folgenden werden verschiedene Masse-Leuchtkraft-Beziehungen mit den gemessenen Werten bei engen Doppelsternsystemen verglichen.

Für Einzelsterne auf der Hauptreihe gilt allgemein  $L \sim M^3$ , der Exponent kann aber je nach dem Wert der bolometrischen Helligkeit schwanken. Cox und Giuli (1968) geben  $L \sim M^4$  an, Whelan (1972a) verwendet  $L \sim M^{4.7}$ .

Trägt man nun die Leuchtkraft der Primärkomponente  $L_1$  und das Massenverhältnis von getrennten und halbgetrennten Systemen gegeneinander auf, so sieht man, daß die getrennten Systeme recht gut zu den theoretischen Kurven passen, die halbgetrennten Systeme aber ziemlich streuen.

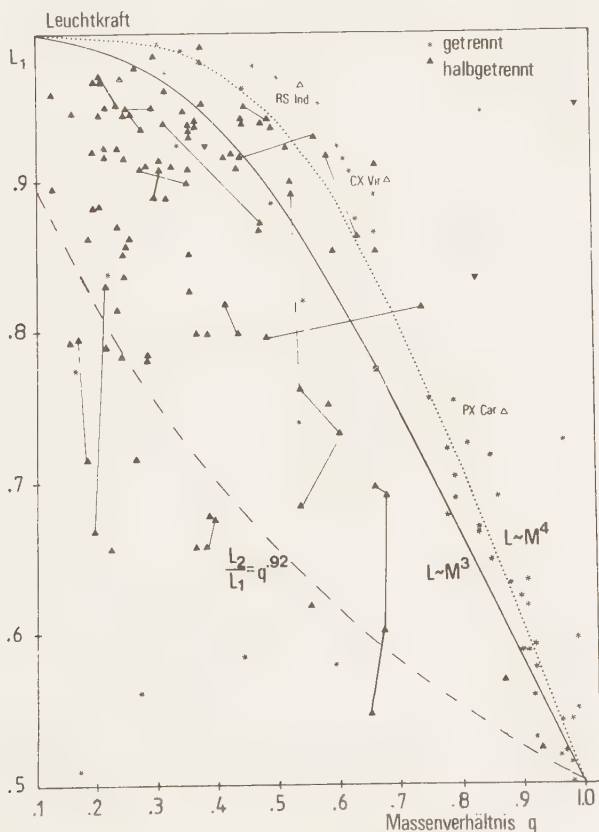


Abbildung 74 : Masse-Leuchtkraft-Beziehung bei getrennten und halbgetrennten Systemen  
(Daten zum größten Teil von Giannone et al. 1974)

Die große Streuung bei halbgetrennten Systemen ist zum Teil auf ungenau bekannte Massenverhältnisse zurückzuführen, zum Teil schwanken auch die von verschiedenen Bearbeitern angegebenen Leuchtkräfte enorm.

Betrachtet man die Kontaktsysteme im Massenverhältnis-Leuchtkraft-Diagramm (Abbildung 75), so erkennt man eine viel bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung. Nach Lucy (1968a) gilt für W UMa-Systeme

$$\frac{L_k}{L_g} = \left( \frac{M_k}{M_g} \right)^\alpha \quad \text{mit } \alpha = 0.92,$$

stark abweichend vom Wert für Einzelsterne. Osaki (1965) bestimmt den Exponenten  $\alpha = 1.0$ , Whelan (1972a) nennt den Bereich  $0.8 \leq \alpha \leq 1$ .

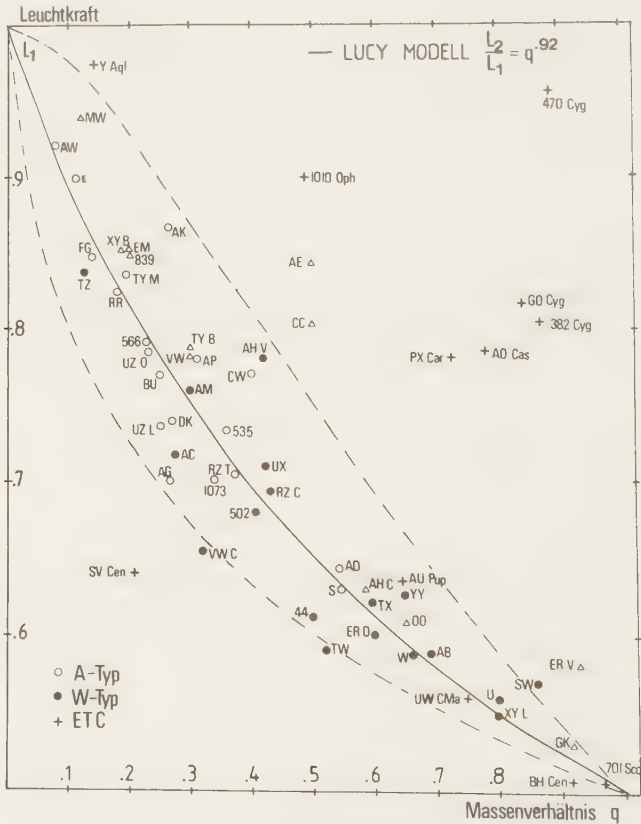


Abbildung 75 : Masse-Leuchtkraft-Diagramm für Kontaktsysteme

Aus den Beobachtungen leiteten Biermann und Thomas (1972) den Bereich  $0.6 \leq \alpha \leq 1.6$  ab. Innerhalb dieser Grenzen liegen auch alle W UMa-Systeme, außer ER Vul mit  $q = 0.93$ , das aber von Giannone et al. als getrennt klassifiziert wurde. Man erkennt deutlich, daß sich die A-Typen auf den Bereich kleiner Massenverhältnisse  $q < 0.55$  und größerer Leuchtkräfte der Primärkomponente konzentrieren.

Bei den W-Typen sind die Massenverhältnisse  $q > 0.3$  (Ausnahme bilden nach Rucinski (1974) TZ Boo und AC Boo) und die Leuchtkräfte kleiner, die Grenze liegt bei etwa  $L_1 = 0.7$ .

Alle fünf hier behandelten W UMa-Systeme erfüllen sehr gut die von Lucy vorgeschlagene Masse-Leuchtkraft-Relation.

# VIII. RANDVERDUNKLUNG

Die Randverdunklung beruht darauf, daß die Strahlung in der Sehlinie bei konstanter optischer Tiefe aus niedrigerer geometrischer Tiefe, also aus einer kühleren Zone, kommt, wenn der Winkel zwischen Sehlinie und Oberflächennormalen zunimmt.

Bei guten Lichtkurven mit kleiner Streuung ist es möglich, die Randverdunklung mit dem Wilson-Devinney-Programm zu bestimmen und daran Modellatmosphärenrechnungen zu testen. Die ersten Werte für Randverdunklung in Abhängigkeit vom Spektraltyp und von der Wellenlänge stammen von Kopal (1956 und 1959). Verbesserte Werte liefern die Rechnungen von Grygar (1965 und 1972) oder Carbon und Gingerich (1969). Man erkennt in der graphischen Darstellung, daß Abweichungen zwischen den theoretischen Kurven von  $\Delta x \approx \pm 0.1$  auftreten, besonders bei der U-Kurve.

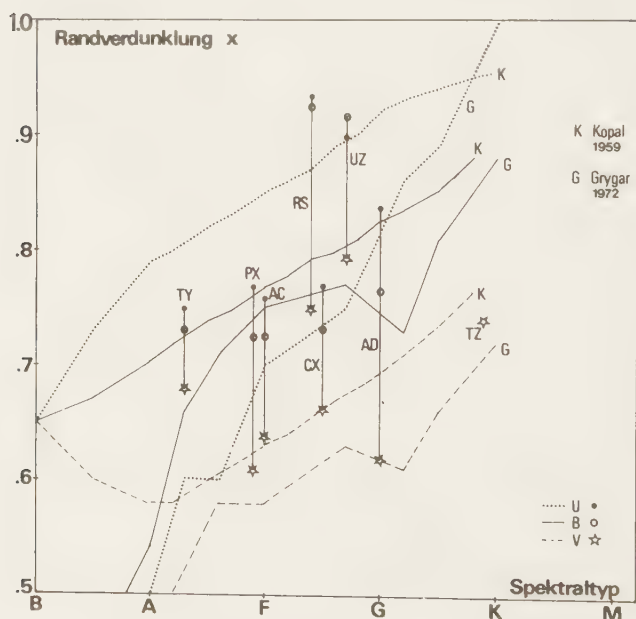


Abbildung 76: Randverdunklung  $x$  in Abhängigkeit vom Spektraltyp für V, B, U

Die Übereinstimmung der theoretischen Kurven in U, B, V mit den Ergebnissen des Wilson-Devinney-Programms ist — außer für RS Ind und UZ Oct in V und B — innerhalb der Fehlergrenzen ziemlich gut. Die Diskrepanz läßt sich teilweise mit den nicht genau bekannten Spektraltypen erklären.

Twigg (1979) fand eine Tendenz, daß die abgeleiteten Werte für die Randverdunklung bei heißeren Kontaktsystemen (Spektraltyp früher als F2) größer als die theoretischen sind, bei kühleren Systemen umgekehrt. Dies trifft hier höchstens auf TY Men zu, kann aber an Hand der übrigen Systeme nicht bestätigt werden.

## IX. GRAD DES KONTAKTS

In ihren Vorhersagen unterscheiden sich das DSC- und das TRO-Modell (siehe A V 3b) bezüglich des Kontaktgrades erheblich:

Bei DSC wird kein unterschiedlicher Grad von Kontakt bei A- und W-Typen gefordert, bei TRO dagegen gibt es Systeme mit sehr schwachem Kontakt.

Nun soll der Grad des Kontakts in einem  $(\Omega - q)$  - Diagramm veranschaulicht werden. Liegt der Wert des Gravitationspotentials  $\Omega_i$  zwischen  $\Omega_i$  und  $\Omega_a$ , so haben wir ein Kontaktsystem; wenn  $\Omega_i > \Omega_i$  und  $\Omega_2 = \Omega_i$  ist, so handelt es sich um ein halbgetrenntes System. Man sieht, daß mit wenigen Ausnahmen (AW UMa, FG Hya, UZ Leo, BU Vel, DK Cyg) die meisten Kontaktsysteme näher an  $\Omega_i$  als an  $\Omega_a$  liegen, das heißt, einen nicht so großen Grad von Kontakt aufweisen (Abbildung 77).

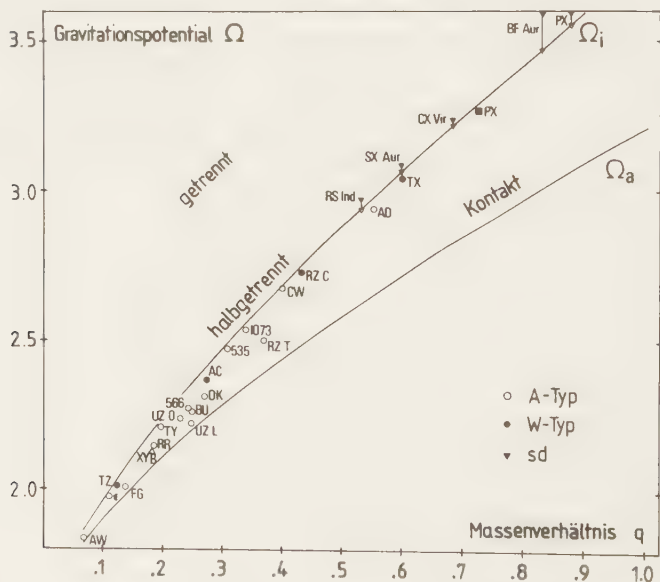


Abbildung 77 : Gravitationspotential ( $\Omega$ ) - Massenverhältnis ( $q$ ) - Diagramm bei W UMa- und halbgetrennten Systemen  
(der Grad des Kontakts läßt sich in etwa daraus ablesen)

Der Grad des Kontakts oder "fill-out-parameter"  $f$  läßt sich erst bestimmen, wenn man synthetische Lichtkurvenprogramme verwendet. Sonst kann man dafür nach Kopal (1959) die Summe der Radien heranziehen, wobei ein Kontaktsystem vorliegt, wenn die Radiensumme etwa  $\geq 0.75$  ist. Wenn man die Radiensumme über dem Massenverhältnis aufträgt, erkennt man die Tendenz, daß die A-Typen stärker in Kontakt sind als die W-Typen.

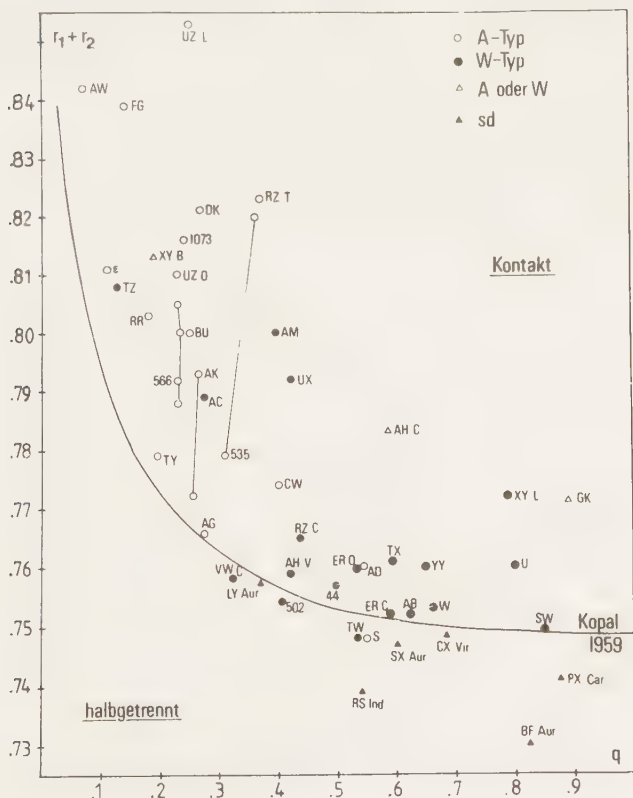


Abbildung 78: Radiensumme über dem Massenverhältnis, aufgetragen für W UMa- und halbgetrennte Systeme (die durchgezogene Linie wurde aus Kopal (1959) entnommen); dieses Diagramm ist hauptsächlich interessant für Systeme, die noch nicht mit einem synthetischen Lichtkurvenprogramm bearbeitet wurden.

Der "fill-out-parameter"  $f$  (Wilson und Starr 1976) ist definiert durch:

$$f = \frac{\Omega_i - \Omega}{\Omega_i - \Omega_a} = \frac{\Omega_{\max} - \Omega}{\Omega_{\max} - \Omega_{\min}} = 1 - f_R = f_M - 1 \quad (17)$$

mit  $f_R$  = Ruciński (1973)

$f_M$  = Mochnacki (1971)

Trägt man den fill-out-parameter  $f$  über dem Massenverhältnis auf für verschiedene Kontaktsysteme, so erkennt man, daß bei den W UMa-Systemen  $\Omega_i - \Omega \leq 0.1$  gilt mit Ausnahme von SW Lac, einem System, das ohnehin mit der großen Amplitude von ungefähr  $1^m$  und dem größten Massenverhältnis ( $q = 0.88$ ) auffällt.

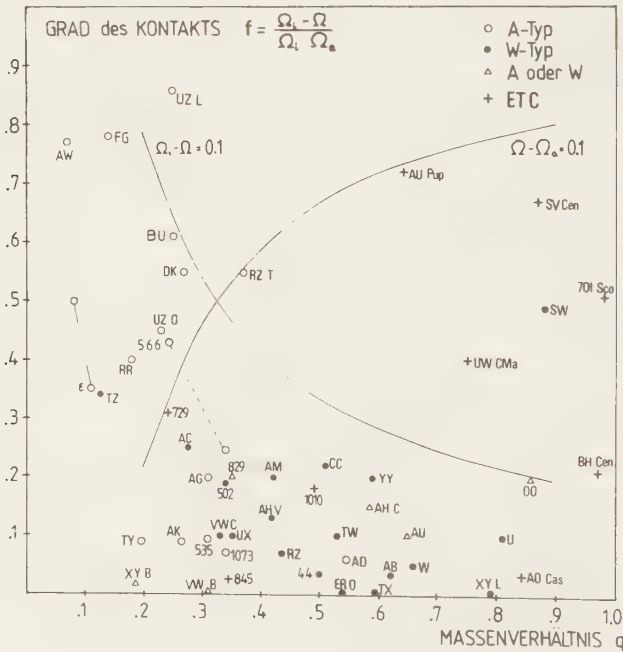


Abbildung 79: Grad des Kontakts (= fill-out-parameter)  $f$ , aufgetragen über dem Massenverhältnis  $q$  für Kontaktsysteme frühen Typs (ETC) und für W UMa-Systeme

Außerdem stellt man fest, daß die A-Typen in etwa gleichmäßig jeden Grad von Kontakt annehmen und die W-Typen vorwiegend einen kleinen Grad von Kontakt  $f \leq 0.3$  aufweisen. Daher müssen sie eine dünne gemeinsame Hülle haben; Lucy (1973) stellte erstmals diese Vermutung an.

In Abbildung 79 liegen wieder TZ Boo und AC Boo an der oberen Grenze; SW Lac bildet eine Ausnahme.

Während nur etwa 15% der W UMa-Systeme einen großen Grad von Kontakt ( $f > 0.5$ ) besitzen, sind es etwa die Hälfte der Kontaktsysteme frühen Typs. So meint auch Shu (1980) aus seinem DSC-Modell folgern zu können, daß  $f < 0.5$  für Kontaktsysteme niedriger Gesamtmasse (das heißt W UMa-Systeme) und  $f > 0.5$  für Kontaktsysteme höherer Masse typisch ist.

Allerdings bietet Shu keine Unterscheidung bezüglich des Kontaktgrades bei A- und W-Typen, was sich aber aus den Beobachtungen ableiten läßt (Abbildung 80).

Dafür folgern Lucy und Wilson aus dem TRO-Modell, daß es W UMa-Systeme mit einem geringen Grad des Kontakts geben sollte (die W-Typen) und andere mit größerem Kontakt (die A-Typen).

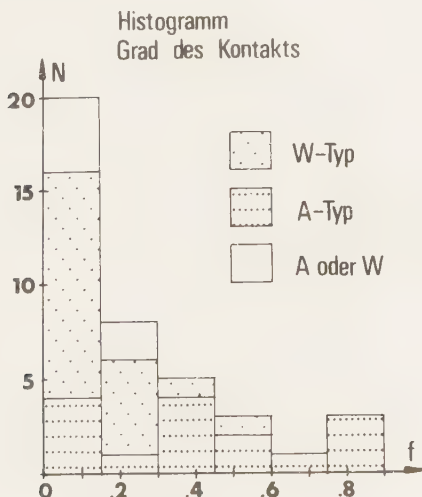


Abbildung 80 : Histogramm zum Grad des Kontakts bei W UMa-Systemen (bei A- und W-Typen)

Ferner kann man die Radien in Abhängigkeit vom Massenverhältnis betrachten.

Im Wilson-Devinney-Programm erhält man die Radien  $r_{\text{pole}}$ ,  $r_{\text{side}}$ ,  $r_{\text{back}}$ , die den Roche-Radien  $r_z$ ,  $r_y$ ,  $r_x$  (Plavec und Kratochvíl 1964) entsprechen.

Bei einem Kontaktsystem gilt, daß die Radien beider Komponenten aus dem Programm größer oder gleich den entsprechenden Roche-Radien sind.

Je mehr sie die Roche-Radien überschreiten, desto mehr ist das System in Kontakt. In Abbildung 81 ist der Grad des Kontakts groß bei TZ Boo, AC Boo und UZ Oct.

Bei halbgetrennten Systemen ist der Radius der kleineren Komponente  $r_k$  gleich dem entsprechenden Roche-Radius; der Radius der größeren Komponente  $r_g$  ist kleiner als der entsprechende Roche-Radius, weil der Stern sein Roche-Volumen nicht füllt.

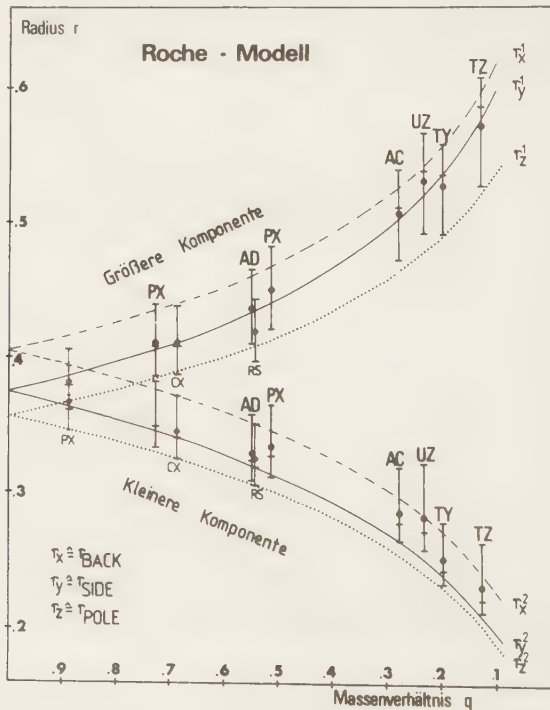


Abbildung 81 : Radien aus dem Wilson-Devinney-Programm im Vergleich zu den entsprechenden Roche-Radien, aufgetragen über dem Massenverhältnis bei den behandelten halbgetrennten und Kontaktsystemen

Schließlich zeigt noch ein  $(k - q)$  - Diagramm von Kontaktsystemen eine gute Übereinstimmung mit Lucys (1968 a) Beziehung :

$$k = q^{0.46}$$

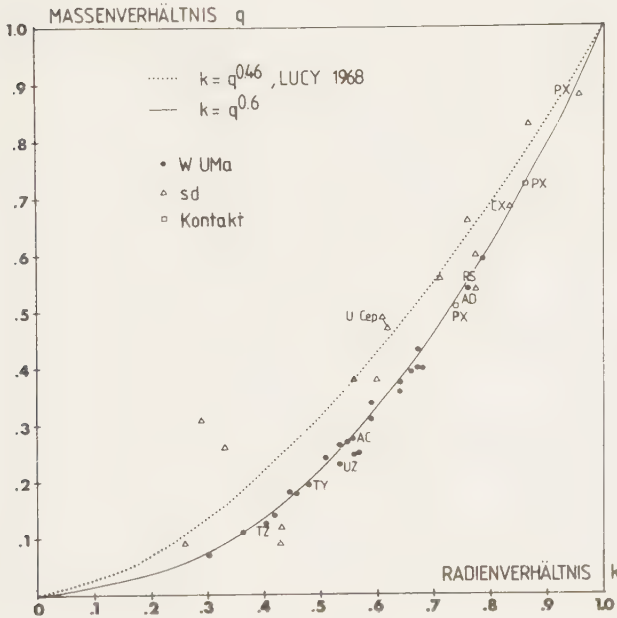


Abbildung 82 :  $(k - q)$  - Diagramm

Massenverhältnis, aufgetragen über dem Radienverhältnis  
für W UMa-Systeme, halbgetrennte Systeme und Kontaktsysteme  
frühen Typs  
Vergleich mit Lucys (1968 a) Beziehung

## X. ENTWICKLUNGSZUSTAND DER SYSTEME

Es ist äußerst schwierig, Aussagen über den Entwicklungszustand der behandelten Kontaktsysteme zu machen, da mangels Spektren keine absoluten Dimensionen bekannt sind.

Daher wurde das theoretische Perioden-Spektraltyp-Diagramm von Leung und Schneider (1978) verwendet.

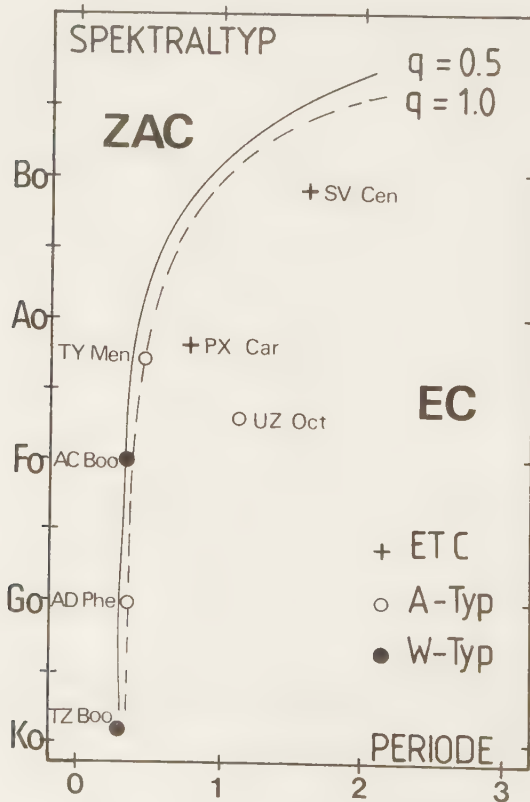


Abbildung 83 : Perioden - Spektraltyp - Diagramm  
(nach Leung und Schneider 1978)  
(Erklärung im Text)

Die Grenzlinie für ein vorgegebenes  $q$  zwischen der ZAC (Alter - Null - Kontakt - Zone) und EC (Zone entwickelten Kontakts) berechnet sich mit Hilfe des 3. Keplerschen Gesetzes

$$P^2 [d] = \frac{A^3 [R_\odot]}{\Sigma M [M_\odot] 74.5}$$

und der Beziehung  $A = R_1 [R_\odot] / r_1$ , das heißt, unter der Annahme, daß beide Komponenten für das gegebene Massenverhältnis  $q$  ihr inneres Roche-Volumen gerade füllen, und unter Benutzung von Stothers (1972) Masse-Radius-Relation für Alter-Null-Hauptreihensterne (ZAMS) zu :

$$P^2 = \frac{R_1^3}{74.5 M_1 (1+q) r_1^3}$$

Man erkennt, daß die beiden W-Typen AC Boo und TZ Boo, außerdem zwei der A-Typen, nämlich TY Men und AD Phe, wohl mehr dem Alter-Null-Kontakt-Bereich angehören, während der A-Typ UZ Oct, dazu PX Car und SV Cen deutlich im Bereich entwickelter Kontaktsysteme liegen.

Wahrscheinlich haben sich diese EC - Systeme, wie UZ Oct, nicht aus einem getrennten System entwickelt, sondern eher aus einem Alter-Null-Kontaktsystem.

Aber der zweite Teil der folgenden Feststellung Wilsons (1978) läßt sich wohl nicht ganz halten, der meinte, daß nicht alle entwickelten W UMa-Systeme A-Typen sind, wogegen aber wahrscheinlich alle A-Typen entwickelt sind.

Doch dafür, daß UZ Oct ein entwickeltes A-Typ-System ist, spricht auch der große Grad von Kontakt ( $f = 0.45$ ), falls die TRO-Theorie zutrifft.

Nach dem Grad des Kontakts könnte man vielleicht sogar die A-Typen in zwei Gruppen aufspalten, wobei eine Gruppe von entwickelten Systemen mit einem großen Grad von Kontakt gebildet wird.

## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurden die zum Teil selbst gemessenen Lichtkurven von acht engen Doppelsternsystemen mit dem Wilson-Devinney-Programm bearbeitet und Bahnelemente, wie Leuchtkräfte und Radien der Komponenten, die Bahnneigung und das Massenverhältnis der Systeme abgeleitet. Nur ein System (AC Boo) war vorher schon mit dem Wilson-Devinney-Programm behandelt. Für drei Systeme lag eine Lösung mit der klassischen Russell-Merrill-Methode vor.

Die Systeme konnten anschließend in drei Gruppen eingeteilt werden: W UMa-Systeme vom A- und W-Typ und halbgetrennte Systeme, wobei von der letzten Gruppe ein System vielleicht zu den Kontaktsystemen frühen Typs gehört (PX Car).

Außerdem wurde die Periode dieser acht und vier weiterer Systeme untersucht. Deutliche Periodenänderungen und damit Hinweise auf Massenaustausch oder Massenverlust zeigen nur fünf der Systeme, bei den anderen lag zum Teil nicht genügend Beobachtungsmaterial vor. Allerdings erwartet man bei den A-Typen (drei in dieser Arbeit) sowieso keine Periodenänderung.

Weiterhin wurden die Ergebnisse diskutiert und die Parameter Massenverhältnis, Bahnneigung, Radien, Helligkeiten und Temperaturunterschiede zwischen den Komponenten mit Werten aus der Literatur verglichen. Es ergab sich überall gute Übereinstimmung. Hierbei wurden die Unterschiede zwischen A- und W-Typen herausgearbeitet.

Aufschlußreich wäre es, von den behandelten Systemen auch Spektren zu haben, insbesondere von AD Phe, bei dem nicht einmal ein Spektraltyp bekannt ist. Hierdurch wäre es möglich, die photometrisch gewonnenen Massenverhältnisse auch spektroskopisch zu überprüfen.

Ferner scheint es wichtig zu sein, ein viel größeres Ensemble von W UMa-Systemen mit synthetischen Lichtkurvenprogrammen, wie dem Wilson-Devinney- oder dem Wood-Programm, zu analysieren. Hiermit kann man nämlich unabhängig von den vielen Theorien zur Struktur der W UMa-Systeme die Werte, wie die Gravitationsverdunklung  $G$ , Albedo  $A$ , den Grad des Kontakts  $f$  und die Randverdunklung  $x$ , als freie Parameter bestimmen und anschließend mit theoretischen Werten aus Modellrechnungen vergleichen.

Die vorliegenden Ergebnisse ( $G = 0.32 \pm 0.08$ , vergleiche  $G = 0.32$  nach Lucy 1967;  $A = 0.6 \pm 0.1$ , vergleiche  $A = 0.5$  nach Ruciński 1969;  $f < 0.5$ ;  $x > 0.5$ ) sprechen nicht für die DSC-Theorie, bei der die Parameter die Tendenz haben, folgenden Grenzwerten nahezukommen:  $G \rightarrow 0$ ,  $A \rightarrow 1$ ,  $f \rightarrow 1$ ,  $x \rightarrow 0$ .

Die ermittelten Werte stimmen viel besser mit der TRO-Theorie überein. Diese kann auch zumindest qualitativ die höheren ersten Maxima (und auch asymmetrische Hauptminima) erklären (Beispiel : TY Men). Ferner sagt sie für A-Typen einen größeren Grad von Kontakt (siehe Abbildung 80) und ein kleineres Massenverhältnis (siehe Abbildung 63) als für W-Typen voraus.

Erwähnenswert in diesem Zusammenhang sind auch die drei Systeme mit  $\beta$  Lyrae-Lichtkurven RS Ind, CX Vir und PX Car, die Perioden von nur 0.6 bis 0.8 Tagen aufweisen und beinahe ihr Roche - Volumen füllen. Sie stehen also fast in physikalischem Kontakt, aber in einem schlechten thermischen Kontakt. Daher könnten sie in der TRO-Theorie als Beispiele für Systeme in der halbgetrennten Phase (B - Systeme) dienen; es sind nur wenige halbgetrennte Systeme mit so kurzen Perioden bekannt.

Die Bestimmung der genannten Parameter, die ein Bindeglied zwischen Theorie und Beobachtung bilden, kann also dazu beitragen, die Struktur von W UMa-Systemen zu klären.

## LITERATURVERZEICHNIS

- Abt H.A. (1954) PASP 66, 171  
Allen C.W. (1963) Astrophysical Quantities, London  
Amman M. (1976) Mitt. AG 38, 225  
Amman M. & Mauder H. (1976) Mitt. AG 38, 232  
Anderson L. & Shu F.H. (1977) ApJ 214, 798  
Anderson L. & Shu F.H. (1978) ApJ 221, 926  
Austin R.R.D., DeGeorge M. & Fleck R.C. (1975) IBVS 1013  
BBSAG (1974/75/76) 15, 16/ 22 - 29  
Bakos G.A. & Heard J.F. (1958) AJ 63, 302  
Bakos G.A. & Tremko J. (1973) BAC 24, 298  
(1974) IBVS 869  
(1975) JRAS Canada 71, 234  
Baldwin M.E. (1973) IBVS 795  
Barnes R.C. (1974) PASP 86, 195  
Batten A.H. (1974) Publ.Dom.Astroph.Obs.Victoria 14, 190  
Batten A.H. & Fischer W.A. (1975) Nature 253, 174  
Batten A.H. & Plavec M. (1974) IBVS 940  
Bauernfeind H. (1968) VB 8, 81  
Berthier E. (1975) AAP 40, 237  
Biermann P. & Hall D.S. (1973) AAP 27, 249  
Biermann P. & Thomas H.-C. (1972) AAP 16, 60  
(1973) AAP 23, 55  
Binnendijk L. (1965) AJ 70, 201  
(1969) AJ 74, 211  
(1970) Vistas in Astronomy 12, 217  
Bopp B.W. & Talcott J.C. (1978) AJ 83, 1517  
Bopp B.W. & Espenak F. (1977) AJ 82, 916  
Braune W. & Mundry E. (1973) AN 294, 225  
Broglia P. & Conconi P. (1980) AAP Suppl. 40, 135  
Burchi R., Milano L. & Russo G. (1977) ASS 47, 35  
Cannon A. (1908) AN 177, 87  
Carr R.B. (1971) Publ.Goodsell Obs.Northfield 16  
Carrasco R. (1933) Boletin Astr.Obs.Madrid 12/13, 3 & 16, 1  
Catalano S., Frisina A., Rodono M. & Scaltriti F. (1978) IBVS 1427  
Cester B. et al. (1977) AAP 61, 469  
(1978) AAP 62, 291  
(1979a) AAP Suppl. 36, 273  
(1979b) AAP 73, 31  
Chambliss C.R. & Leung K.-C. (1979) ApJ 228, 828  
Chang Y.C. (1948) ApJ 107, 96  
Chia T.T. (1977) ASS 51, 33  
Christie W.H. (1933) ApJ 78, 200

- Cochran V.G. (1970) BAAS 2, 304  
 Coyne S.C. (1974) *Richerche Astronomiche* 8, 475 (Vatikan)  
 Crawford D.L. & Barnes J.V. (1970) AJ 75, 978  
 Crawford R.C. (1979) PASP 91, 111  
 Crawford R.C. & Olson E.C. (1979) PASP 91, 413  
 Drechsel H. (1978) Dissertation, Bamberg  
 Drechsel H., Rahe J., Wolfschmidt G., Kondo Y. & McCluskey G.E.Jr. (1977)  
 Proc.IAU-Coll. No.42, ed. Kippenhahn R., Rahe J., Strohmeier W., 371  
 Drechsel H., Rahe J. & Wolf B. (1980) Proc.of 2<sup>nd</sup>European IUE Conference, Tübingen  
 Dueball J. & Lehmann P.B. (1965) AN 288, 167  
 Dugan R.S. & Wright F.W. (1939) Princ.Contr. 19, 32  
 Dziewulski W. (1949) Torun Bull. 7, 15  
 Eaton J.A. (1977) IBVS 1297  
 Eaton J.A. & Hall D.S. (1979) ApJ 227, 907  
 Eaton J.A., Wu C.-C. & Ruciński S.M. (1980) IAU Symp. 88, 501  
 Eggen O.J. (1961) R.Obs.Bull. 31  
 (1967) Mem.RAS 70, 111  
 (1978) AJ 83, 288  
 Filin A.Y. (1946) Tadjik Obs.Circ. 74, 5  
 Flannery B.P. (1976) ApJ 205, 217  
 Flower P.J. (1977) AAp 54, 31  
 Fresa A. (1966) Mem.Soc.Astr.Ital. 37, 607  
 Gaposchkin S. (1951) PASP 63, 148  
 (1952/53) HA 113, 73, 114, 130, HA 115, 11, HA 118, 41  
 Gessner H. (1963) VSS 6, 52  
 Gessner H. & Meinunger I. (1969) IBVS 360  
 (1975) VSS 8, 259  
 Geyer E. (1955) KI VB 9  
 Giannone P. & Giannuzzi M.A. (1972a) AAp 18, 111  
 (1972b) AAp 19, 298  
 (1974) ASS 26, 289  
 Giannone P. et al. (1975) AAp 43, 141  
 Giannuzzi M.A. (1979) ASS 60, 191  
 Giuricin G. et al. (1979) AAp Suppl. 37, 513  
 Giuricin G. et al. (1980) IAU Symp. 88, 207  
 Götz W. Wenzel W. (1960) MVS 504  
 Grygar J. (1965) BAC 16, 195  
 (1972) BAC 23, 147  
 Gügür N. et al. (1976) IBVS 1086  
 Guthnick P. & Prager R. (1926) AN 228, 331  
 (1927) KI VBB 4, 8

- Hall D.S. (1972) PASP 84, 323  
 (1973) IBVS 847  
 (1974) AA 24, 215  
 (1975) AA 25, 1  
 (1976) IAU Coll. 29, 287, ed. Fitch (ASS Lib. 60)
- Hall D.S., Kreiner J.M. & Shore S.N. (1980) IAU Symp. 88, 383
- Hall D.S. & Keel W.C. (1977) AA 27, 167
- Hall D.S. & Neff S.G. (1976) IAU Symp. 73, 283  
 (1979) AA 29, 641
- Hall D.S. & Walter K. (1974) AAp 37, 263
- Harris D.L. et al. (1963) Stars and Stellar Systems III, Chicago
- Havnes O. (1980) IAU Symp. 88, 521
- Hazlehurst J. (1970) MN RAS 149, 129  
 (1976) IAU Symp. 73, 323
- Hazlehurst J. & Meyer-Hofmeister E. (1973) AAp 24, 379
- Hazlehurst J. & Refsdal S. (1978) AAp 62, L9
- Hazlehurst J., Refsdal S. & Stobbe C. (1977) AAp 58, 47
- Heiser A.M. (1961) ApJ 134, 568  
 (1962) ApJ 135, 78
- Herczeg T. (1969) Mass Loss from Stars, ed. Hack, Proc. 2<sup>nd</sup> Coll. Ap. Trieste, 213  
 (1979) priv. comm.
- Hill G. & Hutchings J.B. (1970) ApJ 162, 265
- Hoffmann M. (1978a) IBVS 1487  
 (1978b) AAp Suppl. 33, 63  
 (1980) AAp Suppl. 40, 263
- Hoffmeister C. (1943) KI VBB 27, 31
- Huang S.-S. (1966) Ann. d'Ap. 29, 331
- Huffer C.M. (1950) ApJ 112, 549
- Hutchings J.B. & Hill G. (1973) ApJ 179, 539
- Irwin J. (1947) ApJ 106, 380
- Irwin J.B. (1966) AJ 71, 859
- Irwin J.B. & Landolt A.U. (1972) PASP 84, 686
- Ivanov L.N. (1975) VS Moskau 20, 99
- Jakate S.M., Bakos G.A., Fernie J.D. & Heard J.F. (1976) AJ 81, 250
- Jakate S.M. (1980) IAU Symp. 88, 415
- Jensch A. (1934) AN 252, 393
- Kaho S. (1952) Tokyo Astr. Bull. 2<sup>nd</sup> series, No. 49, 385
- Kalv P. & Pustynnik I. (1975) Publ. Tartu Astrofiz. Obs. 43, 144
- Khozov G.V. & Minaev N.A. (1969) Trudy Astr. Obs. Leningrad 26, 55
- Kippenhahn R. & Weigert A. (1967) ZfA 65, 251  
 (1968) Die Naturwissenschaften 55, 241
- Kitamura M. (1959) PAS Japan 11, 216  
 (1965) Adv. AAp 3, 27

- Kizilirmak A. & Pohl E. (1970) IBVS 456  
 (1971) IBVS 530  
 (1974) IBVS 937
- Koch R.H. (1973) AA 23, 31
- Koch R.H. et al. (1956) AJ 61, 47
- Koch R.H. et al. (1963) Finding List for Obs., Astr.Ser. 9, Philadelphia
- Koch R.H., Plavec M. & Wood F.B. (1970) CPS, Publ.Penn.Astr.Ser. 11, Philadelphia
- Köhler U. & Schöffel E. (1965) IBVS 91
- Kondo Y., McCluskey G.E. & Wu C.-C. (1978) ApJ 222, 635
- Kondo Y., McCluskey G.E., Rahe J., Wolfschmidt G. & Wu C.-C. (1978)  
 Proc.4<sup>th</sup> Coll.Ap.Trieste, ed.Hack, 486
- Kondo Y., McCluskey G.E. & Stencel R.E. (1979) ApJ 233, 906  
 (1980) IAU Symp. 88, 237
- Kopal Z. (1954) Jodr.Bank Ann. 1, 37  
 (1959) Close Binary Systems, London - New York  
 (1971) PASP 83, 521  
 (1975) ASS 34, 431  
 (1979) Language of the Stars, ASS Lib. 77, London
- Kopal Z. & Shapley M.B. (1956) Jodr.Bank Ann. 1, 141
- Kraft R.P. (1967) PASP 79, 395
- Kreiner J.M. (1977) VB 11, 393
- Kreiner J.M. & Tremko J. (1978) Nonstationary Evolution of Close Binaries,  
 ed. Zytkow, Warschau, 131
- Kreiner J.M. & Ziolkowski J. (1978) AA 28, 497
- Kuiper G.P. (1941) ApJ 93, 133
- Kukarkin B.W. & Parenago P.P. (1940) VS Moskau 5, 278
- Kruszewski A. (1966) in : Adv.AAp 4, ed. Kopal, London
- Kvíz Z. (1976a) Proc. ASA 3, 45  
 (1976b) IBVS 1162  
 (1979) preprint
- Landolt A.U. (1973) PASP 85, 117
- Lang K.R. (1974) Astrophysical Formulae, Berlin
- Lapasset E. (1976) IBVS 1149
- Lause F. (1936) AN 258, 311
- Lenouvel F. & Daguillon J. (1956) J.Obs. 39, 1
- Leung K.-C. (1980) IAU Symp. 88, 527
- Leung K.-C. & Darland J.J. (1978) PASP 90, 97
- Leung K.-C. & Schneider D.P. (1978a) ApJ 222, 917  
 (1978b) ApJ 222, 924  
 (1978c) ApJ 224, 565
- Leung K.-C. & Wilson R.E. (1977) ApJ 211, 853
- Lubow S.H. & Shu F.H. (1977) ApJ 216, 517

- Lucy L.B. (1967) ZfA 65, 89  
 (1968a) ApJ 151, 1123  
 (1968b) ApJ 153, 877  
 (1973) ASS 22, 381  
 (1976) ApJ 205, 208
- Lucy L.B. & Ricco E. (1979) AJ 84, 401
- Lucy L.B. & Wilson R.E. (1979) ApJ 231, 502
- Mallama A.D. et al. (1977) IBVS 1249
- Mancuso S., Milano L. & Russo G. (1977a) AAp Suppl. 29, 57  
 (1977b) ASS 47, 277  
 (1978) AAp 63, 193
- Mardirossian et al. (1980a) AAp Suppl. 39, 235  
 (1980b) AAp Suppl. 40, 57
- Markworth N.L. (1977) Dissertation, Florida
- Mauder H. (1964) ZfA 60, 222  
 (1966) KI VB 3, 38  
 (1972) AAp 17, 1  
 (1975) ASS 34, 297
- Mezzetti M. et al. (1980a) AAp Suppl. 39, 265  
 (1980b) AAp Suppl. 39, 273
- Miczaika G.R. (1953) ZfA 33, 1
- Mochnicki S.W. & Doughty N.A. (1972a und b) MN RAS 156, 51 und 243
- Mochnicki S.W. & Whelan J.A.J. (1973) AAp 25, 249
- Moses A.P. (1976) MN RAS 176, 161
- Moses A.P. & Smith R.C. (1976) IAU Symp. 73, 333
- Moss D.L. & Whelan J.A.J. (1970) MN RAS 149, 147  
 (1973) MN RAS 161, 239
- Mullan D.J. (1975) ApJ 198, 563  
 (1979) ApJ 231, 152
- Nagy T.A. (1977) PASP 89, 366
- Napier W.McD. (1971) ASS 11, 475
- Naqvi S.I.H. & Grønbech B. (1976) AAp 47, 315
- Nariai K. (1976) PAS Japan 28, 587
- Niarchos P. (1977) ASS 47, 79  
 (1978) ASS 58, 301
- O'Connell S.J. (1951) Riverview Coll.Obs.Publ. 2, 69
- Okazaki A. (1979) IBVS 1560
- Olson E.C. (1974) IAU Circ. 2716  
 (1976 a und b) ApJ 204, 141 und ApJ Suppl. 31, 1  
 (1978) ApJ 220, 251  
 (1980) ApJ 237, 496
- Orion (1967/68/69) 102, 110; 103, 135; 108, 129; 109, 164; 113, 109; 114, 109
- Orlov L.M. & Polushina T.S. (1978) IBVS 1512
- Osaki Y. (1965) PAS Japan 17, 97
- Owen F.N. & Gibson D.M. (1978) AJ 83, 1488

- Paczyński B. (1971) *Ann. Rev. AAp* 9, 183  
 (1976) *IAU Symp.* 73, 75
- Payne-Gaposchkin C. (1943) *HB* 917, 8
- Pickering E. (1907) *HC* 134, 2
- Plavec M. (1973) *IAU Symp.* 51, 216, ed. Batten
- Plavec M. & Kratochvíl P. (1964) *BAC* 15, 165
- Plavec M. & Polidan R.S. (1975) *Nature* 253, 173
- Pohl E. Kizilirmak A. (1972) *IBVS* 647  
 (1976) *IBVS* 1163  
 (1977) *IBVS* 1358
- Popper D.M. & Ulrich R.K. (1977) *ApJ* 212, L131
- Prager R. (1932) *Tafeln der Lichtgleichung*, Veröff. Univ. Sternw. Berlin 12
- Radeke H.-D. (1980) *Diplomarbeit*, Bamberg
- Rafert J.B. (1977) *Dissertation*, Florida
- Rahunen T. & Vilhu Q. (1977) *AAp* 56, 99
- Remenchiz M.P. (1946) *VS Moskau* 6, 10
- Rhombs C.G. & Fix J.D. (1976) *ApJ* 209, 821  
 (1977) *ApJ* 212, 446
- Ritter H. (1976) *MN RAS* 175, 279
- Robertson J.A. & Eggleton P.P. (1977) *MN RAS* 179, 359
- Robinson E.L. (1972) *PASP* 84, 51
- Roxburgh I.W. (1966) *ApJ* 143, 111
- Ruciński S.M. (1969) *AA* 19, 245  
 (1971) *AA* 21, 455  
 (1973) *AA* 23, 79  
 (1974) *AA* 24, 119  
 (1976a) *PASP* 88, 244  
 (1976b) *IAU Symp.* 73, 349  
 (1976d) *PASP* 88, 777  
 (1977) *PASP* 89, 280  
 (1978) *Nonstationary Evolution of Close Binaries*, ed. Zytkow  
 Warszawa, 117  
 (1979) *AA* 29, 203
- Rupprecht G. (1980) *Diplomarbeit*, Bamberg
- Russell H.N. & Shapley H. (1912a) *ApJ* 35, 315  
 (1912b) *ApJ* 36, 54
- Russell H.N. & Merrill J.E. (1952) *Contr. Princ. Univ. Obs.* 26, 1
- Sahade J. & Wood F.B. (1978) *Interacting Binary Stars, International Series  
 in Natural Philosophy* 95
- Sanford R.F. (1950) *PASP* 62, 21
- Scarfe C.D. et al. (1973) *IBVS* 844
- Schmidt M. (1950) *BAN* 11, 200
- Schneider D.P., Darland J.J. & Leung K.-C. (1979) *AJ* 84, 236
- Schneider D.P. & Leung K.-C. (1978) *ApJ* 223, 202
- Schneller H. (1962) *Mitt. Budapest* 53, 1
- Schöffel E. (1979) *AAp Suppl.* 36, 287
- Schöffel E. & Mauder H. (1967) *VBZ*, 60

- Shapley H. (1948) Harvard Obs. Monograph 7  
 Shore S.N. & Hall D.S. (1980) IAU Symp. 88, 389, ed. Plavec et al.  
 Shu F.H. (1976) IAU Symp. 73, 253  
 (1980) IAU Symp. 88, 477  
 Shu F.H., Lubow S.H. & Anderson L. (1976) ApJ 209, 536  
 (1979) ApJ 229, 223  
 Sinhal S.D. & Srivastava J.B. (1978) ASS 54, 239  
 Sisteró M.E.C.de & Sisteró R.F. (1974) IBVS 888  
 Sisteró M.E.C.de, Sisteró R.F. & Candellero B. (1979) AAp Suppl. 38, 171  
 Strohmeier W. (1964 a) IBVS 51  
 (1964 b) IBVS 54  
 (1964 c) IBVS 49  
 (1964 d) IBVS 70  
 (1967 a) IBVS 188  
 (1967 b) IBVS 227  
 Strohmeier W. & Bauernfeind H. (1969) IBVS 360  
 Strohmeier W. & Knigge R. (1959) KI VB 5  
 (1973) VB 10, 106  
 Strohmeier W., Knigge R. & Ott H. (1964) IBVS 66  
 (1965) IBVS 77  
 Sugimoto D. & Miyaji S. (1980) IAU Symp. 88, 133  
 Surkova L.P. (1970) IBVS 501  
 (1975) Astr.Circ.USSR 882  
 (1977) IBVS 1335  
 Svechnikov M.A. (1955) VS Moskau 10, 262  
 Svechnikov M.A., Surkova L.P. & Danilov V.M. (1972) VS Moskau 18, 237  
 Szafraniec R. (1951) SAC 22, 72  
 (1953) SAC 24, 72  
 (1957) SAC 28, 107  
 Thackeray A.D. (1959) MN RAS 119, 391  
 Todoran I. (1973) IBVS 775  
 Tümer O. et al. (1980) IBVS 1741  
 Twigg L.W. (1979) MN RAS 189, 907  
 Ulrich R.K. & Popper D.M. (1974) BAAS 6, 461  
 Van't Veer F. (1975 a) AAp 40, 167  
 (1975 b) AAp 44, 437  
 (1976) IAU Symp. 73, 343, ed. Eggleton et al., Dordrecht  
 (1977) VB 11, 388  
 (1978) AAp 70, 91  
 Vilhu O. & Rahunen T. (1976) IAU Symp. 73, 337  
 Warner B. (1974) MN RAS 167, 61 P

- Webbink R.F. (1976 a) ApJ 209, 829  
 (1976 b) ApJ Suppl. 32, 583  
 (1977) ApJ 215, 851  
 (1978) in : Gallagher J.S. & Starrfield S. (1978) Ann.Rev.AAp 16, 171  
 (1979) ApJ 227, 178  
 (1980) IAU Symp. 88, 127, ed. Plavec et al.
- Weiler E.J. (1978) MN RAS 182, 77
- Whelan J.A.J. (1972 a) MN RAS 156, 115  
 (1972 b) MN RAS 160, 63  
 (1976) IAU Symp. 73, 335
- Whelan J.A.J., Worden S.P., Ruciński S.M. & Romanishin W. (1979) MN RAS 186, 729
- Williams P.S. (1976) MN RAS 176, 81
- Wilson O.C. (1978) ApJ 226, 379
- Wilson R.E. (1978) ApJ 224, 885
- Wilson R.E. (1980) priv. comm.
- Wilson R.E. & Biermann P. (1976) AAP 48, 349
- Wilson R.E. & Caldwell C.N. (1978) ApJ 221, 917
- Wilson R.E. et al. (1972) ApJ 177, 191
- Wilson R.E. & Devinney E.J. (1971) ApJ 166, 605  
 (1973) ApJ 182, 539
- Wilson R.E. & Starr T.C. (1976) MN RAS 176, 625
- Wilson R.E. & Twigg L.W. (1980) IAU Symp. 88, 263
- Winkler L. (1977) AJ 82, 648
- Wolfschmidt G. (1975) Zulassungsarbeit, Bamberg  
 (1980) AG - Mitt. (Tagung in Bochum)
- Wolfschmidt G., Rahe J. & Schöffel E. (1979) AG - Mitt. 45, 49
- Wolfschmidt G., Kondo Y., McCluskey G.E.Jr., Rahe J. & Wu C.-C. (1979)  
 AG - Mitt. 45, 177
- Wood D.B. & Forbes J.E. (1963) AJ 68, 257
- Wood F.B. & Lewis E.M. (1955) PASP 67, 39
- Wood D.B. (1971) AJ 76, 701
- Wood P.R. (1977) ApJ 217, 530
- Woodward E.J. & Wilson R.E. (1977) ASS 52, 387
- Woodward E.J., Koch R.H. & Eisenhardt P.R. (1980) AJ 85, 50
- Worden S.P., Coleman G.D., Ruciński S.M. & Whelan J.A.J. (1978) MN RAS 184, 33
- Yamasaki A. (1975 a) PAS Japan 27, 469  
 (1975 b) ASS 34, 413  
 (1979) ASS 60, 173
- Zeipel H. von (1924) MN RAS 84, 702
- Zessewitsch W.P. (1956 a und b) Astr.Circ.Kasan 171, 20 und 173, 15

## ASTRONOMISCHE VERÖFFENTLICHUNGEN

Methoden zur Bestimmung der Bahnelemente von Bedeckungsveränderlichen,  
Bamberg, 1976, p. 1 - 67

Observational Evidence for Mass Exchange in Close Binary Systems,  
Vortrag im IAU - Kolloquium No.42 in Bamberg (6. bis 9.9.1977),  
Proc. IAU - Coll. No.42, VB 11 (Nr. 121), 371 - 382 (1977)

Photoelektrische und spektrographische Beobachtungen enger Doppelsternsysteme,  
Vortrag am 12. 4. 1978 auf der AG-Tagung in München,  
Mitteilungen der AG 45, 49 (1979)

Mass Transfer in U Cephei,  
Vortrag am 6.7.1978 im IAU - Kolloquium in Triest,  
Proc. 4<sup>th</sup> International Coll. on Astrophysics, ed. Hack, p.486-493 (1978)

Massenfluß in U Cephei,  
Vortrag auf der AG - Tagung in Tübingen am 7.9.1978  
Mitteilungen der AG 45, 177 (1979)

Massenfluß in engen Doppelsternsystemen,  
Sterne und Weltraum 18, 49 (1979)

Neue photoelektrische Beobachtungen an Bedeckungsveränderlichen (UZ Oct),  
Vortrag auf der AG - Tagung in Bochum am 14.3.1979  
Mitteilungen der AG 50, (1981)

Mitarbeit an der Enzyklopädie Naturwissenschaft und Technik (Teilgebiet Astronomie)  
Verlag Moderne Industrie, München, ed. Schuh, 1979 ff

PX Carinae — ein enges Bedeckungssystem,  
Vortrag auf der AG - Tagung in Münster am 25.9.1980  
Mitteilungen der AG

## VERÖFFENTLICHUNGEN ZUR GESCHICHTE DER ASTRONOMIE

- Kultur, Kunst und Naturanschauung in Alt - Mexiko,  
Veröffentlichung der Remeis-Sternwarte Band X, Nr.118, Bamberg (1976)  
und in : 50.Bericht der Naturforschenden Gesellschaft für 1975, Bamberg (1976)
- Schriften und Instrumente aus der Zeit Regiomontans,  
Katalog zur Ausstellung der Remeis-Sternwarte April bis Juli 1976,  
Sonderdruck, Bamberg, 1976
- Mathematik und Astronomie im 15. Jahrhundert,  
Bericht über die "Wissenschaftliche Tagung aus Anlaß des 500.Todestages  
von Johannes Regiomontanus" in Bamberg vom 30.9. bis 1.10.1976  
Sonderdruck, Bamberg, 1976
- Astronomie im frühen Buchdruck,  
Katalog zur Ausstellung der Staatsbibliothek in Bamberg (1.9. bis 30.11.1977),  
Veröffentlichung der Remeis-Sternwarte Band XII, Nr.128, Bamberg, 1977
- Johann Schöner — ein fränkischer Geograph und Astronom,  
Sterne und Weltraum 17, 86 (1978)
- Astronomie der Mayas,  
Artikel im Katalog : Sabine Franek-Koch, Maya — Spuren Zeichen Deutung Bilder  
Berlin, 1979
- Astronomische Werke in der Schloßbibliothek in Pommersfelden  
Katalog in Vorbereitung



Allen, die mich bei der Abfassung der Dissertation unterstützt haben,  
spreche ich meinen Dank aus :

Herrn Professor Dr.Rahe für die Anregung zu diesem Thema  
und die gute Betreuung, desgleichen Frau Professor Dr.Bues,  
die sich ebenfalls dieser Arbeit angenommen hat, sowie  
den Herren Professoren Dr.Strohmeier und Dr.Wolf für  
ihr förderndes Interesse ,

außerdem allen Angestellten und Studenten der Dr.Remeis-  
Sternwarte Bamberg für die nette Arbeitsatmosphäre,  
besonders Herrn Knigge, der das Abphotographieren der  
Zeichnungen besorgt hat.

Weiter habe ich zu danken

Herrn Professor Dr.Huber und seinem Institut für Theoretische  
Physik Erlangen, daß ich meine Beobachtungen dort auswerten  
und plotten durfte,

Herrn Professor Dr.Schulz und den Mitgliedern des Instituts für  
Angewandte Physik Erlangen für freundliche Unterstützung,

schließlich den Mitarbeitern des Regionalen Rechenzentrums  
Erlangen, die sich stets hilfsbereit erwiesen haben.

## TAGUNGEN UND AUFENTHALTE AN ANDEREN INSTITUTEN

- IAU - Kolloquium No.42 in Bamberg vom 6. bis 9.Sept.1977 (Vortrag)
- AG - Tagung in München vom 10. bis 12.April 1978 (Vortrag)
- 4<sup>th</sup> Colloquium on Astrophysics (High Resolution Spectroscopy) in Triest vom 3. bis 7.Juli 1978 (Vortrag)
- AG - Tagung in Tübingen vom 4. bis 8.Sept.1978 (Vortrag)
14. bis 18.Okt.1978 , Hoher List - Astron. Inst. der Univ. Bonn  
(Vorbereitungen auf die Beobachtungen in Chile)
- 31.Okt. bis 23.Nov.1978 , La Silla/Chile : 50cm ESO - Teleskop  
(UBV - Beobachtungen : TY Men, UZ Oct, PX Car,  $\mu$  Sgr)
18. bis 23.Dez.1978 , Norman / Oklahoma - Astron.Inst. (Prof.Herczeg)  
(Photoplatten von V367 Cyg und SZ Psc am Irisblendenphotometer gemessen)
12. bis 14.März 1979 , AG - Tagung in Bochum (Vortrag)
18. bis 24.März 1979, Hoher List - Astron.Inst. der Univ. Bonn  
(Bearbeitung von Spektren enger Doppelsternsysteme)
4. bis 8.April 1979 , Tel Aviv University / Israel
8. bis 14.April 1979 , Mitzpeh Ramon / Negev : Wise - Observatory , 1m - Teleskop  
(UBV - Beobachtungen von AZ Vir und TZ Boo und von heliumreichen  
Sternen : BD -9°4395 und BD +75°0325 )
8. bis 12.Okt.1979 , AG - Tagung in Heidelberg
5. bis 7.März 1980 , AG - Tagung in Mainz
21. bis 25.Sept.1980 , AG - Tagung in Münster (Vortrag)

## LEBENS LAUF

Am 24. September 1951 wurde ich als erstes Kind des Oberstudiendirektors Dr. August Wolfschmidt und seiner Ehefrau Erika Wolfschmidt, geborene Redeker, in Nürnberg geboren.

Im September 1957 kam ich in die Volksschule Nürnberg - Buchenbühl. Nach der dritten Klasse trat ich 1960 in die Wilhelm - Löhe - Schule in Nürnberg ein. Dort besuchte ich die vierte Volksschulklasse und das Neusprachliche Gymnasium. Im Juni 1970 legte ich mein Abitur ab.

Im Wintersemester 1970/71 begann ich in Erlangen an der Friedrich - Alexander - Universität Physik und Mathematik für das Lehramt an Gymnasien zu studieren. Im Frühjahr 1973 legte ich die Vorprüfung ab, im Frühjahr danach die Prüfung in Philosophie.

Von Oktober 1974 bis Dezember 1975 verfaßte ich auf der Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg (Astronomisches Institut der Universität Erlangen - Nürnberg) meine Zulassungsarbeit über die "Analyse der Lichtkurve des Bedeckungssystems BV 508 = CX Vir".

Im 10. Fachsemester — Frühjahr 1977 — schloß ich mein Fachstudium mit der Wissenschaftlichen Prüfung für das Lehramt an Gymnasien ab. Anschließend studierte ich ein Semester Kunstgeschichte und Archäologie.

Auf Anregung von Prof. Dr. Rahe arbeitete ich seit November 1977 an einer astronomischen Abhandlung und legte sie im September 1980 den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der FAU Erlangen - Nürnberg zur Erlangung des Doktorgrades vor.

Gudrun Wolfschmidt





